

DISSERTATION
DER FAKULTÄT FÜR PHYSIK
DER LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT MÜNCHEN

**Die zirkumnukleare Dynamik und
Sternentstehung in zwei
repräsentativen Seyfert-Galaxien**

*vorgelegt von
Eva Schinnerer
aus Frankfurt am Main*

5. März 1999

Gutachter: Prof. Reinhard Genzel
Prof. Ralf Bender

Tag der mündlichen Prüfung: 8. Juli 1999

Zusammenfassung

Neben normalen Galaxien und solchen mit stark erhöhter Sternentstehungsaktivität existieren im Universum Galaxien mit aktiven galaktischen Kernen (AGN, 'Active Galactic Nucleus'), deren hohe Kern-Leuchtkraft wahrscheinlich durch ein Schwarzes Loch hervorgerufen wird. Die wichtige Klasse der nahen AGN sind die Seyfert-Galaxien, die auch als nahes Pendant der weiter entfernten radio-lauten Quasare bzw. radio-leisen quasistellaren Objekte angesehen werden. Das Verständnis der Seyfert-Galaxien, insbesondere die Wechselwirkung der Galaxie mit dem aktiven Kern, ist daher von großer Bedeutung für die Kosmologie, die sich u.a. auf die Untersuchung von Quasaren stützt. Aufgrund ihrer relativ geringen Entfernung von einige Mpc bis einige 100 Mpc kann man in den Seyfert-Galaxien mit hoher räumlicher Auflösung die Eigenschaften der inneren 500 pc, also der zirkumnuklearen Region, beobachten und analysieren. Man findet zwei verschiedene Klassen von Seyfert-Galaxien, deren Unterschied in gängigen Modellen allein durch Geometrie-Effekte, also die relative Orientierung des AGNs in der Galaxienscheibe und zur Sichtlinie des Beobachters, erklärt wird. Zwei wichtige Gesichtspunkte sind dabei die Sternentstehung sowie die Dynamik und Verteilung des molekularen Gases. Das Gas liefert dabei den Brennstoff sowohl für die nukleare Sternentstehung als auch den AGN, also für zwei miteinander konkurrierende Prozesse. Aufgrund seiner Licht-abschwächenden Wirkung spielt es bei der Unterscheidung der beiden Seyfert-Klassen eine Rolle. Diese Arbeit nutzt die Möglichkeit, daß durch neue Beobachtungstechniken im NIR-Bereich und durch die Verbesserung der mm-Interferometer jetzt Beobachtungen im Sub-Bogensekunden-Bereich ($1'' \approx 70$ pc bei einer Entfernung von 15 Mpc) unternommen werden können.

Um zu untersuchen, inwieweit sich die beiden Seyfert-Klassen in den Eigenschaften der inneren 500 pc unterscheiden, wurde in dieser Arbeit die detaillierte Untersuchung zweier ausgewählter Repräsentanten der beiden Klassen, die sich in ähnlicher Entfernung befinden, durchgeführt. Dabei stellte sich heraus, daß die Eigenschaften der zirkumnuklearen Region in beiden, hier untersuchten, Seyfert-Galaxien ähnlich sind. In beiden Galaxien werden nukleare Sternhaufen mit etwa ~ 60 pc Durchmesser beobachtet, die jünger sind, als typische Populationen in der zentralen Verdickung von Galaxienscheiben. Diese 'jungen' Sternhaufen existieren wahrscheinlich neben mindestens einer weiteren älteren Population. Dies bedeutet, daß die Sternentstehung in den Kernen dieser Seyfert-Galaxien nicht konstant, sondern eher episodisch auftritt. Im Falle des Seyfert 1-Repräsentanten deuten die hier durchgeführten Untersuchungen, die die Anwendung von Programmen zur Populationssynthese und NIR-Spektralsynthese beinhalten, sogar auf ein relativ junges Alter von einigen 10^7 Jahren hin, so daß ein beträchtlicher Teil der gesamten Leuchtkraft dieser

Galaxie von dem jungen nuklearen Sternhaufen stammen könnte.

Um die Unterschiede zwischen den Seyfert-Klassen zu erklären, wird in dem sogenannten 'Vereinheitlichenden Modell für Seyfert-Galaxien', die Existenz eines Torus gefordert, der aus (molekularem) Gas und Staub besteht und das Schwarze Loch zusammen mit der Akkretionsscheibe umgibt. Die Ausdehnung dieses dicken Torus reicht von 1 pc bis hin zu etwa 100 pc. Aus der hier präsentierten Untersuchung der mm-Daten ergibt sich jedoch, daß die Gasscheibe in den inneren 500 pc relativ dünn ist (~ 15 pc) und sich höchstwahrscheinlich aus der Galaxienebene hinaus wölbt. Dabei konnte Gasemission in Seyfert-Galaxien bis zu Radien von nur noch etwa 13 pc nachgewiesen werden, und erstmals für diese Galaxien zur Bestimmung der in den inneren ~ 25 pc eingeschlossenen Masse verwendet werden. Die erhaltenen Werte sind in Übereinstimmung mit Ergebnissen aus anderen Wellenlängenbereichen. Die beobachtete Verteilung und Kinematik des molekularen Gases wird damit sehr stark durch die Projektionseffekte seiner 3-dimensionalen Geometrie bestimmt. Durch die Bedeckung des AGN könnte diese gewölbte Gasscheibe neben dem zentralen Torus (oder in einigen Fällen anstelle des Torus) zusätzlich für die Unterschiede zwischen den Seyfert-Klassen verantwortlich sein. Daneben wäre mit dieser Geometrie eine Verbindung zwischen dem molekularem Gas bei ~ 100 pc und dem Kern hergestellt, über die Gas in das Galaxienzentrum transportiert werden könnte.

Mit Hilfe eines für diese Arbeit erweiterten kinematischen Modells war es möglich, die beobachteten mm-Daten anzupassen, und zwischen den beiden wichtigsten Fällen einer gewölbten Gasscheibe oder einem Balkenpotential zu unterscheiden. Daneben wurde für diese Arbeit ein Programm entwickelt, daß die Trennung der beobachteten Bewegung in reine zirkulare und reine nicht-zirkulare Bestandteile unter Beibehaltung der Emissionsstärke erlaubt. Die Anwendung dieses Programms auf die Daten des Seyfert 1-Repräsentanten zeigte, daß man in den inneren 500 pc Komplexe von Molekülwolken beobachten kann, die nicht an der allgemeinen Rotation der Galaxienscheibe teilnehmen. Dieses Verhalten konnte auch bei dem Seyfert 2-Repräsentanten beobachtet werden.

Inhaltsverzeichnis

Vorwort	15
1 Die Problematik der Seyfert-Galaxien	19
1.1 Seyfert-Galaxien	20
1.1.1 Die Komponenten des AGN in Seyfert-Galaxien	20
1.1.2 Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien	21
1.2 Die repräsentativen Seyfert-Galaxien	23
1.2.1 Der Seyfert 1-Vertreter NGC 3227	24
1.2.2 Der Seyfert 2-Vertreter NGC 1068	25
2 Theorie und Modelle	27
2.1 Die diagnostischen stellaren Absorptionslinien im NIR	27
2.1.1 Eigenschaften der stellaren Absorptionslinien	28
2.1.2 Altersbestimmung mit den stellaren Absorptionslinien	31
2.2 Modellierung der Sternentstehung mit STARS und SPECSYN	32
2.2.1 Das Programm zur Evolutionssynthese STARS	32
2.2.2 Die NIR-Spektralsynthese SPECSYN	41
2.3 Das dynamische Modell 3DMod	45
2.3.1 Die Erzeugung der 3-dimensionalen räumlichen Kuben	45
2.3.2 Die Transformation oder Rotation	50
2.3.3 Die Erzeugung des Modellkubus	51
2.3.4 Faltung des Kubus und Flußkalibration	52
2.3.5 Typische Anwendung von 3DMod	52
2.4 Warps und Balken	54
2.4.1 Warps	54
2.4.2 Ursachen für die Wölbung	57
2.4.3 Balken	64
2.5 Modell für Warps und Balken: 3DRings	68
2.5.1 Der Modell-Ansatz	68
2.5.2 Modellierung von Warps	69
2.5.3 Neigung und Präzession	70
2.5.4 Modellierung von Balken	71
2.5.5 Berechnung der Bahnen	72
2.5.6 Ausgabekuben und -daten	74
2.5.7 Verifikation des Balkenansatzes	75

3	NIR-Beobachtungen von NGC 3227	77
3.1	Abbildende Nah-Infrarot und HST V-Band Aufnahmen	77
3.1.1	Kalibration und räumliche Auflösung	78
3.1.2	Eigenschaften des Kerns von NGC 3227	81
3.1.3	Eigenschaften der zirkum-nuklearen Region	85
3.1.4	Eigenschaften der Galaxienscheibe	87
3.1.5	Der nördliche Knoten	89
3.2	Spektral-abbildende Nahinfrarot-Aufnahmen	90
3.2.1	Kalibration und räumliche Auflösung	90
3.2.2	Vergleich zu anderen Messungen	92
3.2.3	Das H- und K-Band-Spektrum	92
3.2.4	Die Emissionslinien der BLR, CLR und NLR	93
3.2.5	Stellare Absorptionslinien	97
3.2.6	Das Alter und der Beitrag des nuklearen Sternhaufens	103
3.2.7	Hinweise von optischen stellaren Absorptionslinien	108
3.2.8	Der nukleare Sternhaufen: Zusammenfassung aller Ergebnisse	109
3.2.9	Ist der molekulare Gasring in NGC 3227 ein Starburststring?	111
3.2.10	Die Linien des molekularen Wasserstoffs	112
4	Die mm-Daten von NGC 3227	115
4.1	Beobachtungen im mm-Bereich	115
4.1.1	Die MRT-Daten	116
4.1.2	Die mm-Interferometer-Daten	117
4.2	Die Verteilung des ^{12}CO -Linienflusses	118
4.2.1	Vergleich von Messungen verschiedener Radioteleskope	118
4.2.2	Die MRT-Karten	122
4.2.3	Die PdBI-Daten	122
4.3	Die ^{13}CO und HCN (1-0) mm-Linien	125
4.3.1	Die ^{13}CO -Linien	125
4.3.2	Die HCN (1-0)-Linie	127
4.4	Die Kinematik aus den mm-Daten	127
4.4.1	Geschwindigkeitsfeld und -dispersion	128
4.4.2	Die pv-Diagramme	129
4.4.3	Die Kinematik der nuklearen Region	131
4.4.4	Die HCN-Daten	133
5	Kinematik des molekularen Gases in NGC 3227	135
5.1	Wechselwirkung von NGC 3227 mit NGC 3226	136
5.2	Die Anpassung des Geschwindigkeitsfelds	137
5.3	Die Ermittlung der Rotationskurve	139
5.4	Überprüfung der Rotationskurve und ihrer Parameter	141
5.5	Die Anwendung von 3DMod	142
5.5.1	Komponenten in zirkularer Bewegung	144
5.5.2	Komponenten in nicht-zirkularer Bewegung	146
5.5.3	Vergleich zu den HCN(1-0)-Daten	147

5.6	Die 3-dimensionale Geometrie von NGC 3227	147
5.6.1	Rotationssinn	147
5.6.2	Der Balken	148
5.7	Die Positionen der dynamischen Resonanzen in NGC 3227	149
5.8	Die Massenbilanz	151
5.8.1	Die molekulare Gasmasse	151
5.8.2	Die dynamische Masse	152
5.8.3	Die stellare Masse	153
5.9	Die Dicke der Galaxienscheibe	153
5.9.1	Korrektur für Beiträge der Rotationskurve aufgrund der Auflösung	154
5.9.2	Die theoretischen Beziehungen zwischen Geschwindigkeitsdispersion und Dicke	154
5.9.3	Der Einfluß des Geschwindigkeitsfelds	155
5.9.4	Vergleich der Daten zu Ergebnissen von 3DMod	157
5.10	Die Anwendung von 3DRings	158
5.10.1	Der Warp-Ansatz	158
5.10.2	Der Balken-Ansatz	162
5.10.3	Diskussion der beiden Ansätze	165
6	NIR-Eigenschaften von NGC 1068	171
6.1	Beiträge zum NIR-Kontinuum	171
6.2	BLR, CLR und NLR	172
6.3	Der nukleare Sternhaufen	173
6.4	Ist der nukleare Gasring in NGC 1068 ein Starburststring?	174
6.5	Der heiße molekulare Wasserstoff	175
7	Die mm-Interferometerdaten von NGC 1068	177
7.1	Beobachtung und Kalibration	178
7.2	Die räumliche Verteilung der ^{12}CO -Linienemission	178
7.2.1	Die großräumige Verteilung der ^{12}CO -Emission	179
7.2.2	Die zentralen 500 pc in der ^{12}CO -Emission	180
7.3	Position des Nukleus und Kontinuumsstrahlung	180
7.4	Geschwindigkeitsfeld und -dispersion	181
7.4.1	Das Geschwindigkeitsfeld	182
7.4.2	Die Geschwindigkeitsdispersion	182
7.4.3	Die Scheibendicke aus der Dispersion	184
7.5	Die nukleare Kinematik aus den pv-Diagrammen	185
8	Kinematik des molekularen Gases von NGC 1068	187
8.1	Die Rotationskurve von NGC 1068	187
8.1.1	Die Rotationskurve aus den Gasbewegungen	188
8.1.2	Das stellare Geschwindigkeitsfeld	189
8.1.3	Die Rotationskurve der inneren 10''	189
8.2	Die Balken in NGC 1068	194
8.3	Die dynamischen Resonanzen in NGC 1068	195

8.4	Molekulare und dynamische Masse	198
8.5	Die Modellierung der mm-Daten	199
8.5.1	Der Warp-Ansatz	200
8.5.2	Der Balken-Ansatz	205
8.5.3	Diskussion des Ergebnisses: Das gemischte Modell	208
9	Zusammenfassung, Interpretation und Resumée	215
9.1	Die wichtigsten Ergebnisse	215
9.1.1	Die Seyfert 1-Galaxie NGC 3227 im Überblick	218
9.1.2	Die Seyfert 2-Galaxie NGC 1068 im Überblick	219
9.2	Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien	219
9.2.1	Probleme der vereinheitlichenden Modelle	219
9.2.2	Ein neues, modifiziertes Modell	220
9.3	Ausblick	221
10	Literaturverzeichnis	223
A	Instrumente und Datenverarbeitung	231
A.1	Instrumente	231
A.1.1	Die abbildenden Nahinfrarot-Kamera SHARP 1	231
A.1.2	Das abbildende Nahinfrarot-Spektrometer 3D	232
A.1.3	Das IRAM Millimeter-Radio-Teleskop MRT	232
A.1.4	Das IRAM Millimeter-Interferometer	233
A.2	Typische Beobachtungen	233
A.2.1	Nahinfrarot-Beobachtungen	234
A.2.2	Radio-Beobachtungen	234
A.3	Datenreduktion	235
A.3.1	Reduktion von Nahinfrarot-Daten	236
A.3.2	Reduktion der Radiodaten	237
B	Die Anregung des heißen H₂ in NGC 322	239
B.1	Die Anregung der NIR-H ₂ -Linien:	239
B.2	Das Besetzungsdiagramm	243
B.3	Vergleich zu anderen Galaxien	245
B.4	Die Masse des heißen H ₂ -Gases	247
C	3-dimensionale Datenhandhabung	249
C.1	Handhabung von 3-dim Datenkuben: 3ddp_user	249
C.1.1	Einfache Rechenoperationen und Faltungen	249
C.1.2	Filter und andere Optionen	249
C.1.3	Änderung der Dimensionen	249
C.2	Der 3-dimensionale LUCY-Algorithmus: 3DLucy	250

D	Zusätzliche Tabellen zu NGC 3227	253
D.1	Definition der Linienbreiten der 3D-Daten von NGC 3227	253
D.2	NIR-Flußdichten von NGC 3227	255
D.3	Linienflüsse und -Äquivalentbreiten in NGC 3227	258
D.3.1	Die Emissionslinien der BLR, CLR und NLR in NGC 3227	258
D.3.2	Die stellaren Absorptionslinien in NGC 3227	260
D.3.3	Die H ₂ -Emissionslinien in NGC 3227	264
E	Zusätzliche Abbildungen zu NGC 3227	267
E.1	Die Kanalkarten der mm-Linien	267
E.2	Abbildungen zu 3DRings für NGC 3227	272
F	NGC 3227 in der Galaxiengruppe LGG 194	277
F.1	Die Entfernung von NGC 3227	277
F.2	Systemgeschwindigkeiten der LGG 194-Mitglieder	279
G	Zusätzliche Abbildungen zu NGC 1068	283
G.1	Die Kanalkarten der mm- ¹² CO-Linienemission	283
G.2	Abbildungen zu 3DRings für NGC 1068	286
	Danksagung	293

Abbildungsverzeichnis

1.1	Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien	22
1.2	DSS-Bild des wechselwirkenden Galaxienpaars NGC 3227/6	24
1.3	Torus und Maser in der gewölbten Akkretionsscheibe von NGC 1068	26
2.1	Abhängigkeit der stellaren Absorptionslinien von T_{eff}	28
2.2	Änderung der OH-Linie mit der Metallizität	29
2.3	Die diagnostischen Diagramme der NIR-Linien	30
2.4	NIR-Spektren von AGB-dominierten Sternhaufen	34
2.5	Einfluß der verschiedenen Parameter auf NIR-Spektren	42
2.6	Flußdiagramm zu 3DMod	46
2.7	Darstellung der Eulerwinkel	50
2.8	Flußdiagramm zur Anwendung von 3DMod	53
2.9	Beispiel für eine gewölbte Galaxienscheibe	55
2.10	Warps in nuklearen Akkretionsscheiben	56
2.11	Einfluß eines achsensymmetrischen Potentials auf eine rotierende Gasscheibe	58
2.12	Einfluß einer Molekülwolke auf eine rotierende Gasscheibe	60
2.13	Einfluß des Ionisationskegels auf eine rotierende Gasscheibe	61
2.14	Geometrie in einem Ionisationskegel	62
2.15	Einfluß von Strahlungsdruck auf eine rotierende Gasscheibe	63
2.16	Die wichtigen Bahn-Familien und Resonanzen im Balkenpotential	66
2.17	Warp als Geneigtes Ring-Modell	69
2.18	Wichtige Größen in 3DRings	70
2.19	Beispiel eines Warps aus 3DRings	71
2.20	Der Modellansatz von Telesco & Decher (1988)	72
2.21	Vergleich zu Athanassoulas Modell 001 (1992b)	74
2.22	Vergleich der Schockfronten für das Modell 001	76
3.1	K-Band-Aufnahmen (IAC + SHARP1) und V-Band-Aufnahme (HST) von NGC 3227	78
3.2	Radialen Mittel der Flußverteilung in NGC 3227	82
3.3	Radiale Mittel der Farben in NGC 3227	84
3.4	NIR-JHK-Diagramm von NGC 3227	85
3.5	V-H-, V-K- und H-K-Farbkarte von NGC 3227 (HST+SHARP)	86
3.6	Exzentrizitäten und Positionswinkel in der Scheibe von NGC 3227	88
3.7	3D-Spektrum von NGC 3227 im H- und K-Band	93

3.8	Der Emissionslinienfluß im Kern von NGC 3227	95
3.9	Die ausgedehnte Linienabsorption im Kern von NGC 3227	99
3.10	Das diagnostische Liniendiagramm für NGC 3227	100
3.11	Vergleich des Spektrums zu Standardsternen	101
3.12	Bestimmung der Leuchtkraftklasse in NGC 3227	102
3.13	SPECSYN-Ergebnis des Überriesen-Fall zu NGC 3227	106
3.14	SPECSYN-Ergebnis des Riesen-Fall zu NGC 3227	107
3.15	Die nicht-stellaren Beiträge zum Kontinuum in NGC 3227	108
3.16	Die ausgedehnte H ₂ -Linienemission in NGC 3227	113
4.1	Die MRT-Karten von NGC 3227	121
4.2	Die PdBI-Karten von NGC 3227	123
4.3	Die deprojizierten Karten der ¹² CO-Linienemission	124
4.4	Die MRT-Spektren von ¹³ CO und HCN(1-0) von NGC 3227	126
4.5	Die Karte der HCN (1-0)-Linienemission in NGC 3227	127
4.6	Geschwindigkeitsfeld und Dispersion in NGC 3227	128
4.7	pv-Diagramme in NGC 3227	130
4.8	pv-Diagramme der nuklearen Region in NGC 3227	132
4.9	pv-Diagramme der HCN-Linie in NGC 3227	134
5.1	DSS-Aufnahme von NGC 3226/7	136
5.2	Die Rotationskurven von NGC 3227	140
5.3	Überprüfung des Geschwindigkeitsfelds	142
5.4	Residuen bei der Anpassung des Geschwindigkeitsfelds in NGC 3227 . . .	143
5.5	Komponenten in zirkularer und nicht-zirkularer Bewegung in NGC 3227 .	145
5.6	Resonanzen in NGC 3227	150
5.7	Der Beitrag der Rotation zur beobachteten Geschwindigkeitsdispersion . .	156
5.8	ω -Kurve des Warp-Ansatzes in NGC 3227	159
5.9	pv-Diagramme zum Warp-Ansatz in NGC 3227	160
5.10	Intensitäts- und Geschwindigkeitskarte beim Warp-Ansatzes in NGC 3227	161
5.11	Die Kurven von PA und ϵ des Balken-Ansatzes in NGC 3227	163
5.12	pv-Diagramme des Balken-Ansatzes in NGC 3227	164
5.13	Intensitäts- und Geschwindigkeitskarte im Balken-Ansatzes in NGC 3227 .	165
5.14	3-dimensionale räumliche Darstellung des Warp-Modell in NGC 3227 . . .	166
6.1	H- und K-Band-Spektrum von NGC 1068	172
6.2	Verteilung der H ₂ 1-0 S(1)-Linie in NGC 1068	176
7.1	Die Verteilung der ¹² CO-Linienemission in NGC 1068	179
7.2	Die Verteilung des 110 GHz-Kontinuums in NGC 1068	181
7.3	Geschwindigkeitsfeld und -dispersion der ¹² CO-Linien in NGC 1068	183
7.4	pv-Diagramme von NGC 1068	186
8.1	Die Rotationskurven in NGC 1068	188
8.2	Vergleich des Gas- und stellaren Geschwindigkeitsfelds in NGC 1068 . . .	190
8.3	DSS-Aufnahme von NGC 1068	195

8.4	Der NIR-Balken in NGC 1068	196
8.5	Die Positionen der ILR und CR in NGC 1068	197
8.6	ω -Kurve des Warp-Ansatzes in NGC 1068	201
8.7	pv-Diagramme zu dem Warp-Ansatz in NGC 1068	202
8.8	Intensitäts- und Geschwindigkeitskarte im Warp-Ansatzes in NGC 1068	203
8.9	Die Kurven von PA und ϵ des Balken-Ansatzes in NGC 1068	204
8.10	pv-Diagramme zu dem Balken-Ansatz in NGC 1068	205
8.11	Intensitäts- und Geschwindigkeitskarten im Balken-Ansatzes in NGC 1068	207
8.12	3-dimensionale räumliche Verteilung des gemischten Modells von NGC 1068	208
8.13	Der Ionisationskegel in der räumlichen Verteilung des gemischten Modells von NGC 1068.	209
8.14	F550M-Filter HST-Bild der zentralen $4'' \times 4''$ in NGC 1068	210
8.15	Polarisationsbild der zentralen $25'' \times 25''$ in NGC 1068	211
9.1	Modifikation des vereinheitlichenden Modells für Seyfert-Galaxien	220
B.1	Das Besetzungsdiagramm von H_2 in NGC 3227	246
E.1	Die Kanalkarten der ^{12}CO (1-0)-Linienemission	268
E.2	Die Kanalkarten der ^{12}CO (2-1)-Linienemission	269
E.3	Die Kanalkarten der ^{12}CO (2-1)-Linienemission in hoher spektraler Auflösung	270
E.4	Die Kanalkarten der HCN (1-0)-Linienemission	271
E.5	Einige Bahnen des Balken-Modells für NGC 3227	272
E.6	Variation von α_o für das Warp-Modell in NGC 3227	273
E.7	Variation von $\epsilon\Delta t$ für das Warp-Modell in NGC 3227	274
E.8	Variation von $\omega(r)$ für das Warp-Modell in NGC 3227	275
F.1	NGC 3227 in ihrer Gruppe LGG 194	278
G.1	Die Kanalkarten der ^{12}CO (1-0)-Linienemission in NGC 1068	284
G.2	Die Kanalkarten der ^{12}CO (2-1)-Linienemission in NGC 1068	285
G.3	Einige Bahnen des Balken-Modells in NGC 1068 (außen)	286
G.4	Einige Bahnen des Balken-Modells für NGC 1068 (innen)	287
G.5	Variation von α_o für das Warp-Modell in NGC 1068	288
G.6	Variation von $\epsilon\Delta t$ für das Warp-Modell in NGC 1068	289
G.7	Variation von $\omega(r)$ für das Warp-Modell in NGC 1068	290
G.8	Variation von $\epsilon(r)$ für das Balken-Modell in NGC 1068	291
G.9	Variation von $PA(r)$ für das Balken-Modell in NGC 1068	292

Tabellenverzeichnis

1.1	Die wichtigen Eigenschaften der beiden Seyfert-Vertreter	23
2.1	Änderungen der Modellparameter in Abbildung 2.5	43
3.1	Log der NIR-Beobachtungen von NGC 3227	78
3.2	NIR-Flußdichten und -Farben von NGC 3227 bei 0.55" Auflösung	79
3.3	NIR-Flußdichten und -Farben der IAC-Daten bei 1.0" Auflösung	80
3.4	Kerngrößen von NGC 3227 aus den radialen Mitteln	83
3.5	NIR-Eigenschaften des Kerns in NGC 3227	83
3.6	Flußwerte des nördlichen Knotens	90
3.7	Meßwerte aus der Literatur zu den 3D-Daten von NGC 3227	91
3.8	Flüsse und Äquivalentbreiten der BLR-,CLR- und NLR-Emissionslinien in NGC 3227	94
3.9	Position des Nukleus in NGC 3227	96
3.10	Flüsse und Äquivalentbreiten der stellaren Absorptionslinien in NGC 3227	98
3.11	Eigenschaften der Starburst-Ringe in M 82 und IC 342	111
3.12	Vergleich des Gasrings in NGC 3227 zu M 82 und IC 342	112
4.1	Parameter der IRAM MRT-Beobachtungen von NGC 3227	116
4.2	Intensitäten verschiedener mm-Linien in NGC 3227	117
4.3	Vergleich der CO- und HCN-Linienintensitäten in NGC 3227 zu anderen Messungen	119
4.4	Obere Grenzen für das mm-Kontinuum in NGC 3227	120
4.5	Systemgeschwindigkeit v_{sys} in NGC 3227	131
5.1	Komponenten der ^{12}CO -Linienemission in NGC 3227	144
5.2	Flüsse und molekulare H_2 -Massen der ^{12}CO -Komponenten in NGC 3227	151
5.3	Massen verschiedener Komponenten in NGC 3227	152
5.4	Ursachen für den Warp in NGC 3227	169
6.1	Vergleich des Gasrings in NGC 1068 zu M 82 und IC 342	174
7.1	Nukleare Radio-Positionen für NGC 1068	180
8.1	Molekulare Massen verschiedener Komponenten in NGC 1068	198
8.2	Ursachen für den Warp in NGC 1068	213
B.1	Vergleich der H_2 -Linienverhältnisse in NGC 3227 zu Modellen	240

B.2	Eigenschaften der H ₂ -Linien in NGC 3227 I.	244
B.3	Eigenschaften der H ₂ -Linien in NGC 3227 II.	245
B.4	Vergleich zu H ₂ -Linienverhältnisse in NGC 3227 zu anderen Galaxien . . .	247
D.1	Wellenlängen der Linienkarten	254
D.2	NIR-Flußdichten und -Farben von NGC 3227 aus der Literatur	255
D.3	NIR-Kontinuumsflußdichten in NGC 3227 I.	256
D.4	NIR-Kontinuumsflußdichten in NGC 3227 II.	256
D.5	NIR-Kontinuumsflußdichten in NGC 3227 III.	257
D.6	Flüsse der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR in NGC 3227	258
D.7	Äquivalentsbreiten der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR in NGC 3227	259
D.8	Flüsse der stellaren Absorptionslinien in NGC 3227	260
D.9	Flüsse der ¹² CO-Bandenköpfe im H-Band in NGC 3227	261
D.10	Flüsse der ¹² CO-Bandenköpfe im K-Band in NGC 3227	261
D.11	Äquivalentbreiten der stellaren Absorptionslinien in NGC 3227	262
D.12	Äquivalentbreiten der ¹² CO-Bandenköpfe im H-Band in NGC 3227	262
D.13	Äquivalentbreiten der ¹² CO-Bandenköpfe im K-Band in NGC 3227	263
D.14	Verhältnisse der diagnostischen stellaren Absorptionslinien in NGC 3227 .	263
D.15	Flüsse der H ₂ -Linien in NGC 3227	264
D.16	Äquivalentbreiten der H ₂ -Linien in NGC 3227	265
D.17	Verhältnisse der H ₂ -Linien in NGC 3227	265
F.1	Eigenschaften der Galaxien-Gruppe LGG 194	280

Vorwort

Am Anfang eines jeden Kapitels befindet sich eine kurze Zusammenfassung der in dem Kapitel behandelten Problematik. Bei größeren Abschnitten findet man ebenfalls zu Beginn einen Abriß der Ergebnisse. Zur Orientierung wird im Folgenden ein Überblick über die einzelnen Kapitel der Arbeit gegeben.

Die Problematik der Seyfert-Galaxien, insbesondere das vereinheitlichende Modelle dieser Klasse, wird in *Kapitel 1* dargestellt. Desweiteren wird ein kurzer Überblick über die generellen Eigenschaften der beiden repräsentativen Galaxien gegeben. Der theoretische Hintergrund sowie die zur Analyse der Daten verwendeten Modelle werden in *Kapitel 2* beschrieben. Dabei wird zuerst auf die Problematik der Sternentstehung eingegangen und daran anschließend werden die in dieser Arbeit entwickelten Modelle und Methoden sowie deren theoretischer Hintergrund zur Analyse der Kinematik des molekularen Gases behandelt. Die Ergebnisse der NIR-Daten von NGC 3227, die in dieser Arbeit gewonnen wurden, sind in *Kapitel 3* zu finden, in dem auch die Sternentstehung im Zentrum der Galaxie diskutiert wird. In *Kapitel 4* sind die mm-Daten des molekularen Gases in NGC 3227 beschrieben. Die kinematische Analyse dieser Daten sowie die Bestimmung der involvierten Massen erfolgt im anschließenden *Kapitel 5*. Die für den Vergleich zu NGC 3227 relevanten NIR-Eigenschaften von NGC 1068, insbesondere dabei die Sternentstehung, sind in *Kapitel 6* im wesentlichen aus der Literatur kurz zusammengestellt. *Kapitel 7* enthält die Beschreibung der neuen mm-Daten von NGC 1068. Die Analyse der Kinematik dieser Daten sowie die Bestimmung der Massen wird in *Kapitel 8* vorgenommen. Im letzten Kapitel (*Kapitel 9*) sind alle wichtigen Ergebnisse dieser Arbeit aufgelistet, sowie deren Auswirkung auf das vereinheitlichen Modell für Seyfert-Galaxien diskutiert. Desweiteren wird ein Ausblick auf neue mögliche Fragestellungen gegeben.

Im *Anhang* befindet sich die Beschreibung der verwendeten Instrumente und der dazu gehörigen Datenverarbeitung (Reduktion). Zudem befindet sich dort eine Diskussion der Entfernung von NGC 3227. Daneben ist eine ausführliche Diskussion des im NIR beobachteten heißen molekularen Wasserstoffs zu finden. Die für die in Kapitel 2 beschriebenen Modelle notwendigen Programme zur Handhabung von Datenkuben werden ebenfalls kurz beschrieben. Zudem sind noch weitere Tabellen zu den NIR-Daten von NGC 3227 aufgeführt sowie zusätzliche Abbildungen zu den mm-Daten der beiden Galaxien.

Die Abbildungen dieser Arbeit wurden in Englisch verfaßt, um allen Mitarbeitern der Infrarot-Gruppe des MPE beim Durchsehen der Arbeit einen ersten Eindruck der Ergebnisse zu vermitteln, sowie die Vorbereitung der geplanten bzw. in Arbeit befindlichen Veröffentlichung zu unterstützen.

Liste der Abkürzungen

3D	MPE NIR Imaging Spectrometer
3DLUCY	3-dimensionaler Lucy-Algorithmus
3DMod	Programm zur Dekomposition der mm-Daten
3DRings	Programm zur Modellierung der mm-Daten
AGN	Active Galactic Nucleus
BLR	Broad Line Region
Bulge	zentrale Verdickung in der Scheibe einer Galaxie
CLEAN	Entfaltungs-Algorithmus
CLR	Coronal Line Region
CR	Korotations-Resonanz
ESO	European Southern Observatory
FWHM	Halbwertsbreite
HRD	Hertzsprung-Russell-Diagramm
HST	Hubble Space Telescope
IAC	Instituto de Astrofisica de Canarias
ILR	Innere Lindblad-Resonanz
IRAM	Institut für Radioastronomie im Millimeterbereich
LUCY	Entfaltungs-Algorithmus
MPE	Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik
MRT	IRAM 30 m Millimeter Radio Telescope (Pico Veleta, Spanien)
NIR	Nahinfrarot
NLR	Narrow Line Region
NTT	New Technology Telescope (ESO, Chile)

OLR	Äußere Lindblad-Resonanz
pc	Parsec ($= 3.08 \times 10^{16}$ m)
PdBI	IRAM Plateau de Bure Interferometer (Frankreich)
PSF (= Beam)	Point-Spread-Funktion
pv-Diagramm	Positions-Geschwindigkeits-Diagramm
Schock	Stoßfront
SED	Spektrale Energie-Verteilung
SHARP1	MPE NIR Speckle Camera
SPECSYN	Programm zur NIR-Spektralsynthese
STARS	Programm zur Populationssynthese
Warp	präzessierende Wölbung in einer Scheibe

Kapitel 1

Die Problematik der Seyfert-Galaxien

Im Universum kann man eine Reihe von Galaxien mit sogenanntem aktivem galaktischem Kern (Active Galactic Nucleus; AGN) beobachten. Diese Galaxienkerne zeichnen sich dadurch aus, daß ihre energetischen Phänomene nicht eindeutig oder direkt durch Emissionen von Sternen erklärt werden können. Diese Phänomene sind z.B. die hohen Leuchtkräfte in den Kerne oder auch die beobachtete Variabilität im Röntgen-, UV-, optischen und Radio-Bereich. Es existieren zwei große Klassen, die Quasare und die Seyfert-Galaxien. Diese beiden Klassen unterscheiden sich u.a. dadurch, daß Quasare leuchtkräftiger als Seyfert-Galaxien sind und bei höheren Rotverschiebungen liegen. Daneben beobachtet man noch eine Reihe von weiteren AGN-Galaxien wie LINERs (Low-Ionization Nuclear Emission-Line Region) und bei höheren Rotverschiebungen Radiogalaxien und BL Lac-Objekte. Bis heute wird die Ursache für die hohe nukleare Aktivität im AGN und ein möglicher Zusammenhang zwischen AGN und der Galaxie, in welcher der AGN eingebettet ist, diskutiert. Eine ausführliche Betrachtung der einzelnen AGN-Galaxien sowie deren Eigenschaften ist in Peterson (1997) zu finden, eine gute Übersicht bieten die Artikel von Lawrence (1987), Antonucci (1993) und Osterbrock (1993).

Da Seyfert-Galaxien bei sehr niedrigen Rotverschiebungen, also im lokalen Universum, gefunden werden, eignen sie sich besonders gut für Untersuchungen ihrer inneren 500 pc mit hoher Winkelauflösung. Im Rahmen dieser Doktorarbeit werden die Eigenschaften der stellaren und molekularen Gaskomponente in den Zentren zweier ausgewählter Seyfert-Galaxien untersucht. Dazu wurden Beobachtungen im Nah-Infrarot-Wellenlängenbereich und im mm-Wellenlängenbereich analysiert und interpretiert. Die NIR-Daten geben Aufschluß über die nukleare stellare Population aber auch über die Verteilung der Linienemission des AGN selbst. Hierbei ist insbesondere der Aspekt der stellaren Population interessant, da ein Zusammenhang zwischen der nuklearen Sternentstehung und den AGN selbst bestehen kann. Die mm-Daten erlauben eine Untersuchung des molekularen Gases mit sowohl hoher räumlicher als auch hoher spektraler Auflösung. Dies ist von besonderer Bedeutung, da das molekulare Gas bei der Unterscheidung zwischen den Seyfert-Galaxien eine Rolle spielen sollte. Zudem bietet das molekulare Gas ein Reservoir an Brennmaterial für den AGN. Jedoch ist der Mechanismus, der das Gas von etwa 100 pc bis in die Nähe

des AGN (~ 1 pc) bringt, nicht bekannt.

Im Folgenden wird die Problematik der Seyfert-Galaxien kurz zusammengefaßt. Daran anschließend werden die beiden Quellen dieser Arbeit vorgestellt.

1.1 Seyfert-Galaxien

Seyfert-Galaxien sind die nahen Vertreter aus der Klasse der AGN-Galaxien. Sie wurden von Seyfert (1943) als eigene Klasse von Objekten eingeführt. Sie zeichnen sich durch einen, im Vergleich zur Galaxie, sehr hellen Kern aus. Dabei ist ihr optisches Spektrum von hoch-angeregten Emissionslinien dominiert. Die Trennung zwischen Quasaren, die ebenfalls dieser Klassifikation genügen, und Seyfert-Galaxien, wurde von Schmidt & Green (1983) etwas willkürlich bei einer Kernhelligkeitsgrenze von $M_B > -21.5^{mag}$ gelegt. Seyfert-Galaxien sind damit die AGN, die eine niedrigere Leuchtkraft besitzen.

Aber auch innerhalb der Seyfert-Galaxien kann man Unterschiede feststellen, die eine Einteilung in zwei Hauptklassen Seyfert 1 und Seyfert 2 erlauben. Diese Unterteilung wurde von Khachikian & Weedmann (1974) vorgeschlagen. Dabei sieht man in den Spektren von Seyfert 1-Galaxien sehr breite Flügel in den erlaubten Emissionslinien (s. 1.1.1), während dies bei Seyfert 2-Galaxien nicht der Fall ist. Spätere Untersuchungen haben gezeigt, daß diese breite Linienkomponente sehr schwach sein kann, was zur Einführung von Zwischenklassen geführt hat (Osterbrock 1981). Ausführliche Diskussionen sind z.B. bei Peterson (1997) sowie in den Übersichtsartikeln von Weedmann (1977) und Antonucci (1993) zu finden.

1.1.1 Die Komponenten des AGN in Seyfert-Galaxien

Die beobachtbaren Komponenten des AGN sind die sog. zentrale Maschine ('central engine'), die Region breiter Emissionslinien ('Broad Line Region'; BLR) und die Region schmaler Emissionslinien ('Narrow Line Region'; NLR). Dabei wird die BLR nicht in Seyfert 2-Galaxien detektiert. Man kann diese Komponenten teilweise auch in den anderen AGN-Galaxien finden. Zusätzlich ist in manchen Galaxien noch ein Radiojet vorhanden.

Die zentrale Maschine: Gegenwärtig liefert ein Schwarzes Loch mit einer umgebenden Akkretionsscheibe die beste physikalische Erklärung für die beobachtete, hohe Kernleuchtkraft (s. Übersichtsartikel von Rees 1984). Die Energie wird durch gravitativen Einfall von Material erzeugt, das in der dissipativen Akkretionsscheibe auf sehr hohe Temperaturen erhitzt wird. Zusätzlich kann entlang der Rotationsachse des schwarzen Lochs Synchrotron-Strahlung emittiert werden.

Alternativ zum Schwarzen Loch existiert das Szenario einer plötzlich gehäuften Entstehung heller, massiver Sterne, eines sog. nuklearen Starbursts. Diese Idee wurde vor allem von Terlevich und Kollegen untersucht (z.B. Terlevich et al. 1992). Die beobachtete Variabilität im UV/optischen sowie die BLR wird in diesem Modell durch häufige Supernova-Explosionen hervorgerufen. Das Problem dieses Szenarios ist, daß es keine Erklärung für die beobachtete, schnelle Röntgen-Variabilität oder für Objekte mit sehr starker Radio-Strahlung liefert.

Die Region breiter Emissionslinien (BLR): Diese Region ist gekennzeichnet durch erlaubte Emissionslinien mit FWHM von bis zu 10^4 km/s. Da man keine verbotenen Emissionslinien mit solchen FWHM beobachtet, deutet dies auf hohe Dichten hin. Der Hauptteil der Bewegung dieser Region wird höchst wahrscheinlich durch den Einfluß der zentralen Quelle bestimmt. Durch die damit verbundenen großen Turbulenzen und Orbitalgeschwindigkeiten der Wolken kommen die großen Breiten der hier erzeugten Linien zustande. Die BLR reprozessiert die Energie, die von der zentralen Kontinuumsquelle im ionisierenden UV-Bereich abgestrahlt wird. Beobachtungen von BLR-Linien deuten auf eine Größe von einigen Lichttagen hin. Eine weitere Beschreibung der BLR ist in 3.2.4 gegeben.

Die Region schmaler Emissionslinien (NLR): Charakteristisch für diese Region ist das Vorhandensein von erlaubten und verbotenen Emissionslinien mit FWHM von einigen 100 km/s. Dies entspricht den Eigenschaften von dünnem ionisiertem Gas. Die NLR ist die einzige AGN-Komponente, die im Optischen räumlich aufgelöst werden kann. Die räumliche Ausdehnung des Gebietes, in dem die ionisierende Strahlung vom Kern über die von anderen Quellen dominiert, kann mehrere 100 pc betragen. Dabei kann die Dynamik der NLR eventuell etwas aussagen über das Füttern der zentralen Maschine. Man findet in einigen Galaxien auch Hinweise auf eine Wechselwirkung mit dem Radiojet sowie eine ausgedehnte Komponente des NLR (ENLR; 'Extended Narrow Line Region'). Weitere Betrachtungen zur NLR sind in 3.2.4 gegeben.

1.1.2 Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien

Um die Unterschiede zwischen den beiden Seyfert-Typen zu erklären, wurde ein vereinheitlichendes Modell, welches eine Vielzahl von Beobachtungsergebnissen erklärt, entwickelt (s. z.B. Übersichtsartikel von Lawrence 1983, Peterson 1997). Dabei existieren verschiedene Ideen für dieses Modell, je nach dem, wie viele beobachtete Parameter erklärt werden müssen. Gemeinsam ist allen Ansätzen jedoch, daß der Unterschied zwischen Seyfert 1 und Seyfert 2 geometrisch bedingt ist. Im Folgenden werde ich daher die allgemeine Version des Modells beschreiben (Abb. 1.1). Allerdings kann nicht völlig ausgeschlossen werden, daß es sich bei den beiden Seyfert-Typen nicht doch um zwei völlig verschiedene Sorten von Galaxienkernen handelt.

Die vereinheitlichenden Modelle bestehen aus einem schwarzen Loch, das von einer Akkretionsscheibe umgeben ist, die etwa einen Durchmesser von $\sim 10^{15}$ cm hat. Mit einer Größe von einigen Lichttagen ist die BLR etwa um eine Größenordnung ausgedehnter. Diese beiden unaufgelösten Komponenten sind von einem optisch dicken, verdunkelnden Torus umgeben (s. z.B. Krolik & Begelman 1986, 1988). Dieser Torus besteht aus dichtem molekularem Material und Staub, das die Strahlung vom Schwarzen Loch oder aktiven Kern gegenüber dem Beobachter abschirmt. Der Torus beginnt in einem Abstand von etwa 1 pc und dehnt sich bis zu 10 pc - 100 pc aus. Durch die Geometrie des Torus ist offensichtlich, daß Strahlung nur entlang der Torusachse entweichen kann, so daß man bei entsprechender Orientierung des Torus zur Sichtlinie die NLR in Form von Ionisationskegeln beobachten kann. Generell gilt, daß der Torus nicht in der Ebene der Galaxie liegen

muß.

In manchen aktiven Galaxien findet man auch Radiojets, die sich ebenfalls in Richtung des Ionisationskegels ausbreiten. Die Radiostrahlung ist Synchrotronstrahlung, die von relativistischen Elektronen stammt.

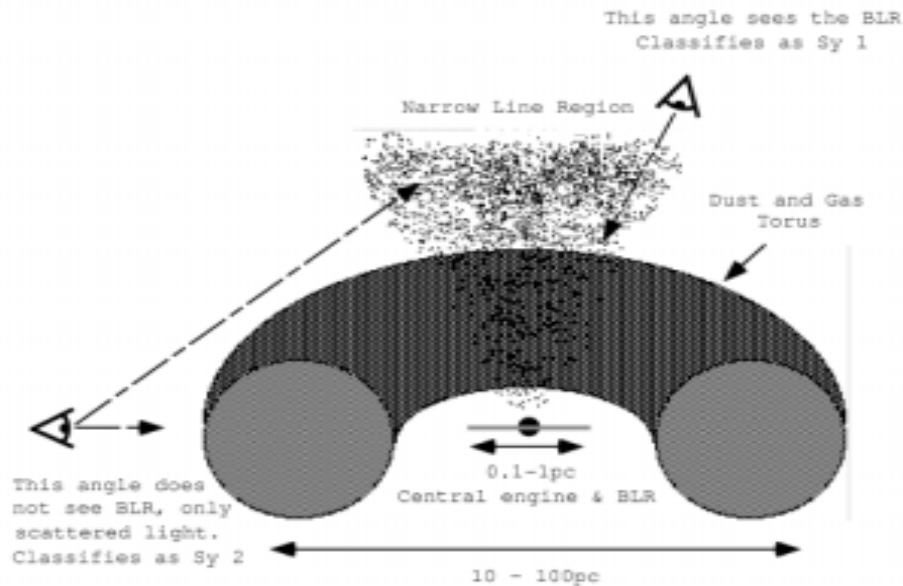


Abbildung 1.1: Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien. In diesem Modell bestimmt die Lage eines Gas- und Staubtorus relativ zur Sichtlinie, ob der aktive Kern der Galaxie als Seyfert 1- oder Seyfert 2-Kern gesehen wird. Nähere Erläuterungen sind im Text zu finden.

Die Unterschiede zwischen Typ 1 und 2 sind nun einfach durch unterschiedliche Sichtwinkel auf den aktiven Kern und den nuklearen Torus zu erklären. Bei dem Typ 1 sieht man direkt auf den aktiven Kern, und damit auch auf die BLR und NLR. Beim Typ 2 hingegen kann man nicht mehr direkt in den aktiven Kern hinein sehen, sondern blickt auf den nuklearen Torus. Man sieht daher nur die NLR. Es ist allerdings möglich, in polarisiertem Licht (über dem Torus) gestreute Strahlung von der BLR zusehen. Dies ist zuerst im Kern der Seyfert2 NGC 1068 demonstriert worden (Antonucci & Miller 1985)

Es gibt jedoch einige Probleme mit diesem geometrischen Modell, da z.B. die UV-Spektren von Seyfert 1- und Seyfert 2-Galaxien ähnlich sind, und man keine Anzeichen von Staub finden kann (Kinney et al. 1991). Auch deutet die räumliche Dichte von Seyfert 2-Galaxien, die dreimal häufiger sind als Seyfert 1-Galaxien, darauf hin, daß der Torus etwa $3/4$ des nuklearen Lichts abblockt und somit sehr hoch bzw. dick sein muß (s. Peterson 1997). Neuere Untersuchungen von Malkan et al. (1998) an 256 nahen Seyfert- und Starburst-Galaxien mit dem HST deuten jedoch darauf hin, daß Seyfert 1-Kerne im Mittel in anderen Galaxientypen (Sa) zu finden sind als Seyfert 2-Kerne (im Mittel Sb) (s. auch 9.2). Zusätzlich erscheinen die Kernregionen von Seyfert 2-Galaxien staubiger als die von

Seyfert 1-Galaxien. Dies bedeutet, daß unterschiedliche Seyfert-Kerne in unterschiedlichen Umgebungen vorkommen. Da molekulares Gas und Staub im wesentlichen für die Bedeckung des AGNs bei Seyfert 2-Galaxien verantwortlich sind, ist eine gute Kenntnis ihrer Verteilung ein wichtiger Test für das vereinheitlichende Modell der Seyfert-Galaxien. Eine ausführlichere Diskussion wird in 9.2 in Zusammenhang mit den Ergebnissen dieser Arbeit vorgenommen.

1.2 Die repräsentativen Seyfert-Galaxien

Um eine möglichst hohe absolute räumliche Auflösung der zirkumnuklearen Region zu erhalten, mußten zwei nahe Seyfert-Galaxien gefunden werden, deren Inklination der Galaxienscheibe nicht sehr hoch ist. Zudem sollten beide Vertreter eine Ansammlung von molekularem Gas in dieser Region zeigen.

Tabelle 1.1: Die wichtigen Eigenschaften der beiden Seyfert-Vertreter

	NGC 3227	NGC 1068
Rektaszension (J2000)	10 ^h 23 ^m 30.6 ^s	02 ^h 42 ^m 40.7 ^s
Deklination (J2000)	19° 51' 53.99"	-00° 00' 47.81"
Klassifikation	SAB(s) pec	(R)SA(rs)b
Inklination	56°	40°
Positionswinkel	158°	278°
AGN Type	Sey 1	Sey 2
Sys. Geschwindigkeit	1135 km/s	1150 km/s
Entfernung	17.3 Mpc	14.4 Mpc
1" entspricht	84 pc	72 pc

Die Himmelskoordinaten, die systematische Geschwindigkeit sowie der Seyfert-Typ wurden der NED (NASA/IPAC Extragalactic Database) entnommen. Die Klassifikation der Galaxien stammt von de Vaucouleurs et al. (1991). Inklination und Positionswinkel von NGC 3227 stammen von Mundell et al. (1992b). Die Entfernung von NGC 3227 wird in Anhang F.1 diskutiert. Die entsprechenden Werte von NGC 1068 sind den Ringberg-Standards entnommen (Bland-Hawthorn et al. 1997).

Die Wahl des repräsentativen Seyfert 2-Vertreters war relativ einfach, da NGC 1068 als der 'Prototyp' für Seyfert 2-Galaxien angesehen wird. Dies bedeutet, daß viele Eigenschaften dieser Galaxie in der Literatur behandelt werden. Daher ist in 1.2.2 nur eine kurze Zusammenfassung der für diese Arbeit relevanten Ergebnisse gegeben. Eine ausführlichere Zusammenfassung ist in den Konferenzberichten des vom MPE organisierten NGC 1068 Workshops auf Schloß Ringberg, Bayern, (Astron. & Space Science, Band 247) zu finden. Die Wahl eines geeigneten Seyfert 1-Vertreters erwies sich als schwieriger, da in den verschiedenen Wellenlängenbereichen unterschiedliche Galaxien detaillierter behandelt wurden. Es wurde schließlich NGC 3227 als repräsentativer Seyfert 1-Vertreter ausgewählt, da zum einen bekannt war, daß relativ viel molekulares Gas im Kerngebiet vorhanden ist (Meixner et al. 1990), und zum anderen, in anderen Wellenlängenbereichen Ergebnisse mit relativ hoher räumlicher Auflösung in der Literatur diskutiert werden. Daneben waren für den nah-infraroten Bereich die MPE 3D-Daten zu Beginn dieser Arbeit schon erhältlich.

Im Folgenden werden die beiden gewählten Vertreter sowie ihre wichtigsten Eigenschaften vorgestellt. In Tab. 1.1 sind die wichtigsten Eigenschaften und Zahlen zusammengestellt.

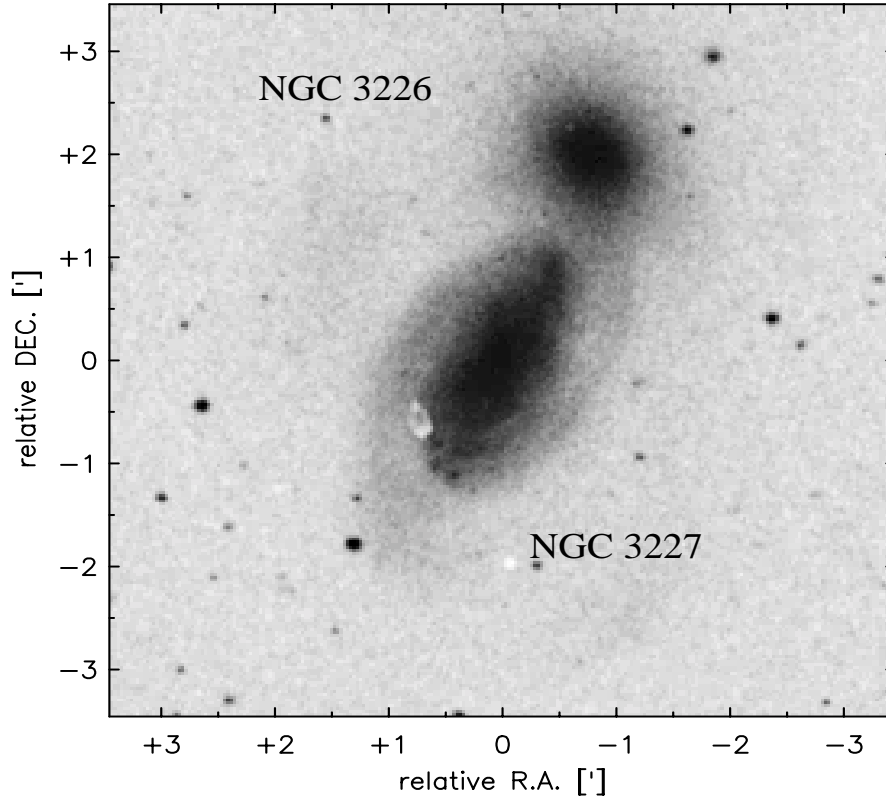


Abbildung 1.2: DSS-Bild des wechselwirkenden Galaxienpaares NGC 3227/6

1.2.1 Der Seyfert 1-Vertreter NGC 3227

NGC 3227 (Arp 94b) befindet sich in einer Entfernung von 17.3 Mpc (s. auch F.1) und wechselwirkt mit ihrem unmittelbarem Nachbarn, der elliptischen Galaxie NGC 3226. In der HI-Linienemission kann man die sog. 'tidal tails', die durch diese Wechselwirkung hervorgerufen werden, bis zu Entfernungen von 70 kpc sehen. Rubin & Ford (1968) studierten die Kinematik dieses Systems als erste im Optischen und fanden dabei Anzeichen für einen Ausfluß von Gas im Kern von NGC 3227 sowie einen 'Arm', der sich von NGC 3227 zu der Begleitergalaxie NGC 3226 erstreckt.

NGC 3227 ist klassifiziert als Typ SAB(s) pec(uliar) (de Vaucouleurs et al. 1991). Damit gehört sie zu der Klasse von Galaxien, die eine leichte Balkenstruktur aufweisen. Dies wird in 5.6.2 ausführlicher diskutiert. In der Kernregion weist NGC 3227 alle Seyfert-Charakteristika auf. Die NLR dehnt sich in nordwestliche Richtung aus (Mundell et al. 1992a, Schmitt & Kinney 1996). Die Klassifikation des AGN-Typs bereitete einige Schwierigkeiten, jedoch die Untersuchung des variierenden Kontinuums und der Emissionslinien

von Salamanca et al. (1994) zeigten eindeutig die Existenz einer BLR. Mundell et al. (1992) fanden eine Doppelquelle im Radiokontinuum mit einer Separation von $0.4''$ und einem PA $\sim -10^\circ$.

1.2.2 Der Seyfert 2-Vertreter NGC 1068

NGC 1068(M 77, Arp 37, 3C 71) ist etwa 14.4 Mpc entfernt ($H_o = 75 \frac{Mpc}{km/s}$) und wurde von de Vaucouleurs et al. (1991) als (R)SA(rs)b, also ohne Balken, klassifiziert. Jedoch entdeckten Scoville et al. (1988) und Thronson et al. (1989) einen stellaren Balken von etwa 2.3 kpc Länge im NIR. Eine ausführlichere Diskussion findet sich in 8.2. Dieser NIR-Balken liegt innerhalb eines Starburst-Rings, der zusammen mit weiteren Sternentstehungsgebieten etwa 50 % der gesamten bolometrischen Leuchtkraft der Galaxie beiträgt (Telesco et al. 1984). In den Emissionslinien des kalten molekularen Gases erkennt man deutlich, daß der Ring aus zwei Spiralarmen besteht (s. dazu 7.2). Ebenso wurde er im Radio-Kontinuum kartiert (s. Gallimore 1996).

NGC 1068 ist als Seyfert 2 aufgrund von Beobachtungen der direkten, unpolarisierten Emissionslinien (Khachikian & Weedmann 1974) klassifiziert worden. In 1985 zeigten Antonucci & Miller, daß im polarisiertem Spektrum Linien mit typischen Breiten für die BLR existieren. Die NLR erstreckt sich in etwa nordöstlicher Richtung und stimmt mit dem Verlauf des Radiojets überein. Daraus ergibt sich, daß in der NLR kinematisch und physikalisch unterschiedliche Komponenten zu finden sind (Walker 1968). Ein Teil wird durch die Wechselwirkung des Radiojet mit dem interstellaren Material angeregt (Axon et al. 1998), der andere durch Photoionisation.

In NGC 1068 ist die Position des optischen Nukleus nicht identisch mit der eigentlichen Kernposition aufgrund der Extinktion. Diese wurde von Muxlow et al. (1996) im Radio-bereich bestimmt (s. auch 7.3). Mit der Messung von H_2O -Masern gelang es Greenhill & Gwinn (1997), die Masse des AGN auf $1.7 \times 10^7 M_\odot$ in den inneren 2.2 pc zu bestimmen. Gallimore et al. (1997) konnten im Radiokontinuum zum ersten Mal die Kernkomponente in eine EW-elongierte (1 pc) Struktur auflösen, die sehr wahrscheinlich den inneren Torus darstellt und einen Positionswinkel senkrecht zum Radiojet besitzt.

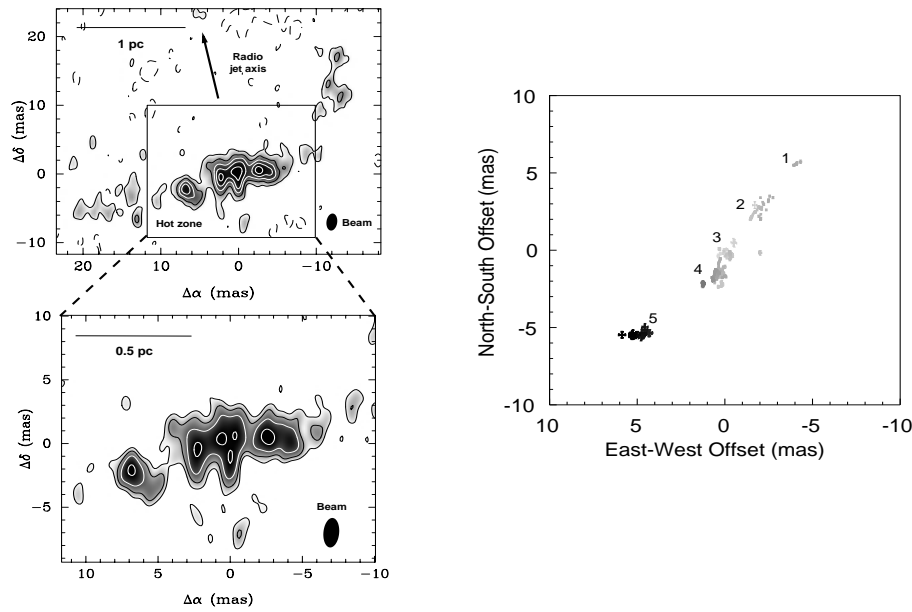


Abbildung 1.3: Torus (links; von Gallimore et al. 1997) und Maser (rechts; Greenhill & Gwinn 1997) in der gewölbten Akkretionsscheibe von NGC 1068. Der Torus wurde mit dem VLBI bei 8.4 GHz kartiert. Oben ist die Radio-Komponente S1 mit niedriger Auflösung und unten mit höherer räumlicher Auflösung dargestellt. Rechts ist die Verteilung der H₂O-Maseremission, die mit der Radiokomponente S1 assoziiert ist, gezeigt. Je dunkler die Farbe um so höher ist die Blauverschiebung.

Kapitel 2

Theorie und Modelle

Zur Analyse und Interpretation der in dieser Arbeit untersuchten Daten habe ich sowohl aus der Literatur bekannte Verfahren angewendet, als auch neue Modelle benutzt, erweitert sowie entwickelt. Eine generelle Beschreibung der Eigenschaften der Linien (NIR- und mm-Bereich) ist in meiner Diplomarbeit (Schinnerer 1996) zu finden. Dieses Kapitel ist unterteilt in einen stellaren Schwerpunkt, der sich im wesentlichen auf die Analyse-Möglichkeiten der NIR-Daten stützt, sowie einen Schwerpunkt, der sich mit der Kinematik und räumlichen Verteilung des molekularen Gases beschäftigt, also zum Verständnis der mm-Daten wichtig ist.

Im Folgenden beschreibe ich die stellaren NIR-Linien, die zur Bestimmung der stellaren Eigenschaften in der Literatur (s. 2.1) verwendet werden. Daran schließt sich, eine Erläuterung des Populationssynthese-Programms STARS (s. 2.2.1) an, das von Kovo & Sternberg entwickelt und von Schreiber (1998) um die AGB-Phase erweitert wurde, sowie eine Diskussion der dem Programm zugrunde liegenden Theorie (z.B. Sternentwicklung, Massenverteilung). Dies wird gefolgt von der Beschreibung des NIR-Spektralsynthese-Programms SPECSYN (s. 2.2.2), das ich in meiner Diplomarbeit entwickelt und in dieser Arbeit erweitert habe.

Für die Analyse der mm-Daten habe ich das Programm 3DMod (s. 2.3) entwickelt, das es erlaubt, die beobachtete Bewegung in ihre zirkularen und nicht-zirkularen Bestandteile, unter Beibehaltung der Emissionsverteilung, zu zerlegen. Im nächsten Abschnitt wird ein kurzer Überblick über die (Gas-)Kinematik in Balkenpotentialen und gewölbten Scheiben (s. 2.4) gegeben. Als letzter Punkt wird das Programm 3DRings (s. 2.5) dargestellt, das eine Modellierung der Gasbewegungen in diesen beiden Fällen erlaubt. Dieses Programm wurde von mir dazu entsprechend modifiziert.

2.1 Die diagnostischen stellaren Absorptionslinien im NIR

Origlia et al. (1993) haben die Verwendung der stellaren Absorptionslinien von SiI ($1.59\ \mu\text{m}$), CO 6-3 ($1.62\ \mu\text{m}$) und ^{12}CO 2-0 ($2.29\ \mu\text{m}$) zur Klassifikation von späten Sterntypen, die die Emission im NIR meistens dominieren, ausgebaut und empirisch sowie

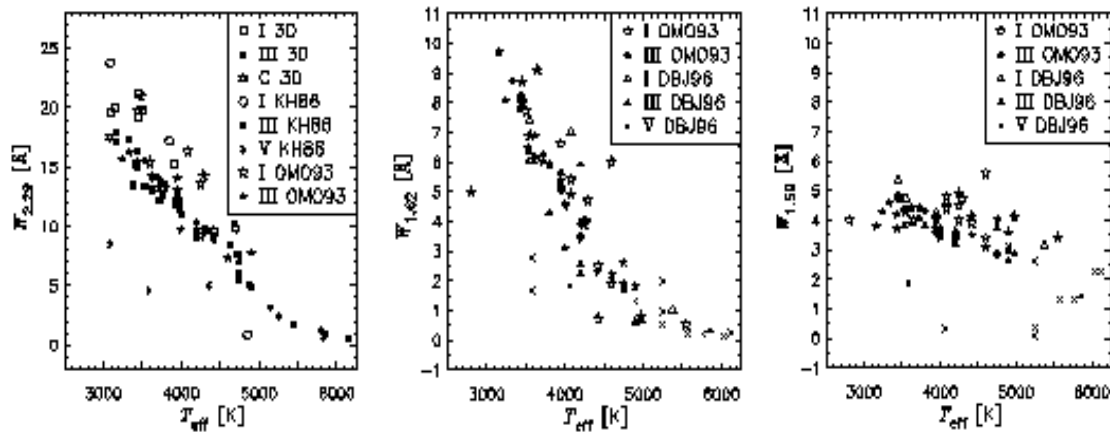


Abbildung 2.1: Abhängigkeit der stellaren Absorptionslinien von T_{eff} (Abb. 2.5 und 2.6 von Schreiber 1998). Die Äquivalentbreiten (EW) der CO 2-0-Linie ($2.29 \mu\text{m}$; links) und der CO 6-3-Linie ($1.62 \mu\text{m}$; Mitte) werden mit zunehmender Effektiv-Temperatur T_{eff} der Sterne geringer, während die Äquivalentbreite der Si I-Linie ($1.59 \mu\text{m}$, rechts) weitestgehend konstant bleibt. Bei der CO 2-0-Linie haben die Überriesen (offene Symbole) zudem höhere Äquivalentbreiten als die Riesensterne (gefüllte Symbole).

durch Modellrechnungen untermauert. Diese drei Linien zeichnen sich dadurch aus, daß sie zum einen ziemlich stark und damit relativ gut zu detektieren sind, zum anderen aber alle unterschiedlich von der Effektivtemperatur T_{eff} und der Leuchtkraftklasse eines Sterns abhängen. Aufgrund dieser Eigenschaften bieten sich diese Linien auch zur Altersbestimmung von Sternentstehungsgebieten an. Im Folgenden sind die Eigenschaften dieser Linien und ihre Anwendung zur Charakterisierung von Sternentstehungsgebieten kurz dargestellt.

2.1.1 Eigenschaften der stellaren Absorptionslinien

In den Arbeiten von Origlia et al. (1993), Oliva et al. (1995), Origlia et al. (1997), Oliva & Origlia (1998) und Origlia et al. (1999) sind diese Linien als Klassifikationsmittel von Sternen und Sternpopulationen bzw. Sternhaufen untersucht worden. In Schreiber (1998) wurden noch weitere stellare Absorptionslinien als mögliche Diagnosemittel, insbesondere im K-Band, getestet. Diese Untersuchung mit verschiedenen stellaren Bibliotheken (veröffentlichte und mit der MPE 3D-Kamera erhaltene Spektren) bestätigt die Ergebnisse von Origlia et al. (1993) und zeigt, daß andere stellare Absorptionslinien aufgrund ihrer geringeren Stärke sowie den spektralen Kontaminationen von anderen Atomen und Ionen nicht so gut zur Klassifikation geeignet sind (Schreiber 1998). Ich werde im Folgenden eine kurze Zusammenfassung dieser Ergebnisse geben.

Man verwendet die Äquivalentbreite W_λ in Einheiten von $[\text{\AA}]$ oder $[\text{nm}]$ als Maß für die Linienstärke. Dabei wird das Kontinuum f_λ neben der Linie rektifiziert und auf den Mittelwert Eins normiert. Die Definition (Origlia et al. 1993) für eine Linie zwischen den Grenzen λ_1 und λ_2 lautet dann

$$W_\lambda = \int_{\lambda_1}^{\lambda_2} (1 - f_\lambda) d\lambda \quad (2.1)$$

Dies bedeutet, daß man bei Verwendung der Äquivalentbreite auf die genaue Definition der Integrationsgrenzen achten muß.

Die SiI (1.59 μm)-Linie: Die Absorptionslinie von SiI (1.59 μm) kann erst bei Sternen später als G4 beobachtet werden, da bei früheren Sterntypen diese Linie durch die Wasserstoffrekombinationslinie Br14 (1.59 μ) aufgefüllt wird. Bei Sternen vom Typ M2 und später wird diese Linie durch OH-Absorptionen ersetzt. Die Äquivalentbreite dieser Linie bei späten Sternen hängt nur von der Si-Häufigkeit, und damit von der Metallizität der Sterne, ab.

Die Äquivalentbreiten der beiden ^{12}CO -Linien hingegen werden sowohl von der Effektivtemperatur (entsprechend der Spektralklasse), der Oberflächenschwerkraft (entsprechend der Leuchtkraftklasse) als auch der Kohlenstoff-Häufigkeit (entsprechend der CO 6-3-Linienform) bzw. der Geschwindigkeit der Mikroturbulenz in der Photosphäre (entsprechend der CO 2-0-Linienstärke) beeinflusst. Man kann starke ^{12}CO -Absorptionslinien erst in Sternen mit effektiven Oberflächentemperaturen $T_{eff} \leq 4500\text{K}$ sehen, da das Molekül bei höheren Temperaturen zerstört wird.

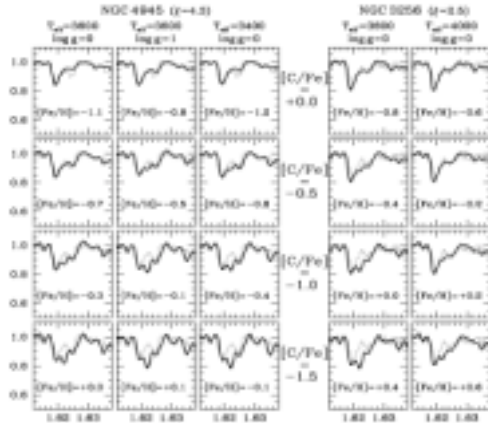
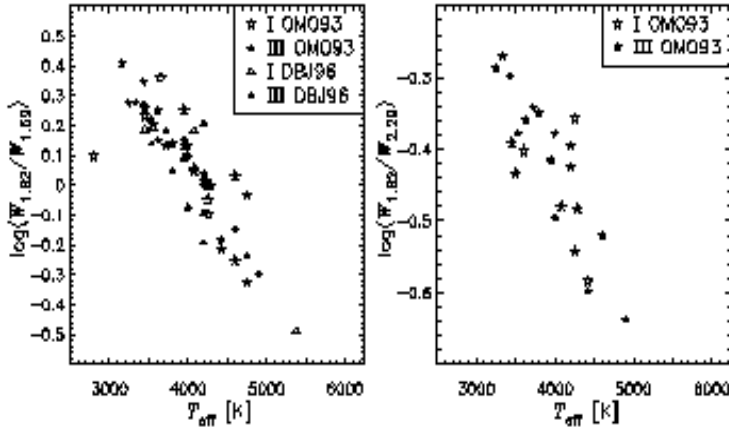


Abbildung 2.2: Änderung der OH-Linie mit der Metallizität (Abb. 7b von Oliva & Origlia 1998). Dargestellt sind die synthetisch errechneten Spektren (dicke Linien) des CO 6-3/OH-Linienkomplexes für verschiedene Kohlenstoff-Häufigkeiten ($[\text{C}/\text{Fe}]$) und Metallizitäten ($[\text{Fe}/\text{H}]$), die für die beiden Starburst-Galaxien NGC 4945 und NGC 3256 mit jeweils unterschiedlicher Mikroturbulenz (ξ) in der Atmosphäre der kühlen Sterne bei verschiedenen Effektivtemperaturen (T_{eff}) errechnet wurden.

Die CO 6-3 (1.62 μm)-Linie: Die CO 6-3 (1.62 μm)-Linie wird durch Absorptionen von OH und Ca kontaminiert. Dabei liegt die OH-Linie bei einer etwas längeren Wellenlänge als die CO-Linie. Die Metallizität (besonders die C-Häufigkeit) beeinflusst daher die Form der CO 6-3 (1.62 μm)-Linie sehr stark, wie Modellrechnungen von Origlia et



Abbildungung 2.3: Die diagnostischen Diagramme der NIR-Linien (Abb. 2.11 von Schreiber 1998). Der Logarithmus des Linienvverhältnisses $\frac{CO6-3}{SiI}$ (links) und des Linienvverhältnisses $\frac{CO6-3}{CO2-0}$ (rechts) zeigt eine deutliche Variation mit der Effektivtemperatur T_{eff} . Daher können diese beiden Verhältnisse verwendet werden, um einen späten Stern zu klassifizieren.

al. (1997) und Oliva & Origlia (1998) zeigen. Aus ihren Abbildungen (Abb. 2.2) erkennt man, daß sich das Verhältnis der CO 6-3-Linie zu der OH-Linie bei niedrigen Metallizitäten umkehren kann. Damit eignet sich diese Linie zusätzlich zur Abschätzung der Metallizität.

Die CO 2-0 (2.29 μ m)-Linie: Die CO 2-0 (2.29 μ m)-Linie zeigt ebenfalls eine deutliche Abhängigkeit von der Leuchtkraftklasse, d.h. Riesen und Überriesen haben unterschiedliche Äquivalentbreiten. Dies liegt daran, daß diese Breite sehr von der Höhe der Mikroturbulenzgeschwindigkeit abhängt, die in Überriesen und kühleren Sternen größer ist (z.B. Origlia et al. 1993, Oliva et al. 1995). Aufgrund der bei den Überriesen schlechteren Statistik und der damit verbundenen Streuung ist die Abhängigkeit der CO 2-0 (2.29 μ m)-Linie von der Leuchtkraftklasse nicht gut genug bekannt (s. auch Schreiber 1998), um ein absolut zuverlässiges Instrument zur Hand zu haben. Oliva et al. (1995) haben daher zusätzlich das Masse-Leuchtkraft-Verhältnis $\frac{M}{L_K}$ benutzt, um die Unterscheidung zwischen einer Riesen- und einer Überriesenpopulation zu untermauern.

Kontamination eines Sternhaufen-Spektrums: Das Spektrum einer Galaxie oder eines Sternhaufens enthält neben der stellaren Emission auch noch Beiträge von den Nebeln um frühe Sterne sowohl in Linienstrahlung, wie zum Beispiel die Br γ -Linie, als auch in Kontinuumsmission. Dazu kann vor allem im K-Band die thermische Strahlung von heißem Staub (~ 800 K) kommen, der entweder in Sternentstehungsgebieten oder durch die Strahlung des AGNs aufgeheizt wurde. Bei AGNs kann das Kontinuum zusätzlich noch einen Beitrag von der nicht-thermischen Komponente eines aktiven Kerns enthalten. Die Extinktion beeinflusst schließlich auch noch den Verlauf des Kontinuums. Falls man die Spektralklasse des dominierenden Sterntyps kennt, kann man über die beob-

achtete Äquivalentbreite $W_{\lambda,obs}$ und die erwartete Breite $W_{\lambda,real}$ die Schwächung D der Linie ermitteln. Diese Größe D erlaubt dann, den stellaren Kontinuumsfluß I_{st} , der diesem Sterntyp entspricht, und den restlichen (nicht-stellaren) Fluß I_{nst} abzuschätzen (Terlevich et al. 1990):

$$D^{-1} = 1 + \frac{I_{nst}}{I_{st}} \quad \text{mit} \quad D = \frac{W_{\lambda,obs}}{W_{\lambda,real}} \quad (2.2)$$

Um den dominierenden Spektraltyp und eventuell seine Leuchtkraftklasse zu erhalten, eignen sich die Verhältnisse der SiI-, CO 6-3- und CO 2-0-Linien, wie im Folgenden beschrieben wird.

Die diagnostischen Linienverhältnisse: Die oben erwähnte Kontaminierung des Kontinuums kann für die beiden H-Band-Linien SiI (1.59 μm) und CO 6-3 (1.62 μm) vernachlässigt werden, da beide Linien relativ nahe beieinanderliegen. Da SiI (1.59 μm) im Gegensatz zu CO 6-3 (1.62 μm) nicht von T_{eff} abhängt, ist das Linienverhältnis $\frac{CO6-3}{SiI}$ ein gutes Thermometer. Aus der Effektivtemperatur kann der Spektraltyp abgeleitet werden (Abb. 2.1). Dabei ergibt sich, daß Effektivtemperatur und Spektralklassifikation aufgrund des Sternaufbaus nicht genau linear von einander abhängen, sondern leichte Abweichungen zeigen, die mit der Beziehung von Schmidt-Kaler (1982) gut beschrieben werden (Schreiber 1998). Aus der Kenntnis des Spektraltyps und des Linienverhältnisses $\frac{CO6-3}{CO2-0}$ (Abb. 2.3) kann bei nicht zu großer Kontamination des Kontinuums ($< 10\%$, Oliva et al. 1995) die Leuchtkraftklasse der dominierenden Population ermittelt werden. Die Frage der Leuchtkraftklasse (Riese oder Überriese) ist direkt mit dem Alter des beobachteten Gebiets gekoppelt, da diese roten Überriesen (Red Supergiants RSG) nur ein Alter von einigen zehn Millionen Jahren haben, während die roten Riesen (Red Giants, RG) einige Giga-Jahre alt sind.

Die Untersuchung mehrerer Galaxien hat gezeigt, daß die Kontaminierung des Kontinuums die genaue Bestimmung vor allem in Seyfert-Galaxien stark beeinträchtigen kann.

2.1.2 Altersbestimmung mit den stellaren Absorptionslinien

Wie in 2.1.1 beschrieben, sind die Äquivalentbreiten der CO-Linien ein Indikator für das Alter eines Sternentstehungsgebiets. Daher bietet es sich an, Evolutionssynthese und beobachtete Äquivalentbreiten der stellaren Absorptionslinien zu verbinden. Dabei zeigen sich besonders folgende Probleme: Zum einen sind die Entwicklungsbahnen von massereichen Sternen, die zu den RSG (rote Überriesen) führen, mit größeren Fehlern behaftet (s. 2.2.1.1), zum anderen ist die asymptotische Riesenast-Phase (AGB-Phase), die Sterne mit Anfangsmassen von 2 - 7 M_{\odot} nach dem Heliumbrennen durchlaufen, in den theoretisch errechneten Entwicklungsbahnen zum Teil nicht mehr enthalten, obwohl diese AGB-Sterne aufgrund ihrer kühlen Effektivtemperatur und ihrer hohen Leuchtkraft im NIR bedeutend sind. Dieser Effekt wird in 2.2.1.1 genauer erläutert. Es gibt allerdings noch keine experimentellen Untersuchungen von AGB-Sternen dominierten Gebieten, die diesen Effekt genauer untersuchen und mit theoretischen Vorhersagen vergleichen. Für die RSG haben Origlia et al. (1998) diesen Vergleich durchgeführt und kommen zu dem Ergebnis, daß die Modellvorhersagen für solare Metallizität mit den beobachteten Daten von Starburst-

Galaxien übereinstimmen. Für sub-solare Metallizitäten finden sie jedoch keine Übereinstimmung. Für den Vergleich wurden neben den beiden CO-Absorptionslinien noch die (U-B)-, (B-V)- und (V-K)-Farben hinzugezogen, so daß auch ein Maß für heiße Sterne vorhanden war. Origlia et al. (1998) führen die Unstimmigkeiten für sub-solare Metallizität auf die Schleifen in den Entwicklungsbahnen zurück, die diese Sterne in ihren Überriesen-Phasen durchlaufen, da dies sowohl die Farben als auch die NIR-Absorptionslinien am meisten beeinflußt.

2.2 Modellierung der Sternentstehung mit STARS und SPECSYN

Die Modellierung der Sternentstehung erfolgt im wesentlichen in zwei Schritten. Dabei wird mit Hilfe des Programms STARS (Sternberg & Kovo, s. Anhang in Krabbe et al. 1994, Schinnerer et al. 1997 und Schreiber 1998) mit einer Evolutionssynthese zuerst das Alter und die Entwicklung des Sternentstehungsgebiets untersucht, wobei man auf Informationen aus möglichst vielen Spektralbereichen zurückgreift. Daran anschließend wird die Spektralsynthese SPECSYN (Schinnerer 1996, Schinnerer et al. 1997) durchgeführt, die Spektren im H- und K-Band verwendet, um die Ergebnisse der Evolutionssynthese zusammen mit der gemessenen Extinktion zu überprüfen. Dabei kann auch der Staubaanteil am Kontinuum sowie ein möglicher spektraler Beitrag des aktiven Kerns in Form eines Potenzgesetzes modelliert werden. Die Anwendung von STARS und SPECSYN ist in Abb. 12 von Schinnerer et al. (1997) als Flußdiagramm dargestellt. Es hat sich am Beispiel von NGC 7552 (Schinnerer 1996, Schinnerer et al. 1997) gezeigt, daß eine derartige Spektralsynthese eine hilfreiche Ergänzung zur Evolutionssynthese ist.

2.2.1 Das Programm zur Evolutionssynthese STARS

Bei der Evolutionssynthese wird versucht, die theoretisch berechneten Sternentwicklungsbahnen im Hertzsprung-Russell-Diagramm (HRD) mit einer Funktion, die die Anzahl der gebildeten Sterne pro Massenelement wiedergibt, zu verbinden, um dadurch ein Modell zu erhalten, das die Sternentstehung widerspiegelt. Das hier beschriebene Modell STARS (Kovo & Sternberg 1999, Krabbe, Genzel & Sternberg 1994, Schinnerer et al. 1997, Schreiber 1998) benutzt diese Methode und arbeitet damit ähnlich wie andere Modelle, z.B. PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerage 1997). Im Anhang von Schreiber (1998) sind die Algorithmen und die Erweiterungen von STARS genau beschrieben und werden daher hier nur zusammengefaßt. Im Folgenden werde ich kurz die einzelnen Parameter beschreiben sowie ihre Probleme oder Schwächen im Modell diskutieren.

2.2.1.1 Theoretische Parameter

Die theoretischen Parameter sind die Sternentwicklungsbahnen sowie die anfängliche Massenverteilungsfunktion mit ihrer oberen und unteren Massengrenze.

Sternentwicklungsbahnen: Die Entwicklungsbahnen der Sterne hängen im wesentlichen von der Anfangsmasse des Sternes ab. Generell explodieren Sterne mit mehr als $8 M_{\odot}$ (O- und frühe B-Sterne) am Ende ihres Lebens als Supernova und werden wahrscheinlich zu stellaren schwarzen Löchern. Davor durchlaufen sie ihre leuchtkräftigste Phase als Überriesen, die allerdings auch deutlich kürzer ist als das Hauptreihen-Stadium. Die masse-reichsten Sterne enden danach als Wolf-Rayet-Sterne, die sich durch ihre stellaren Winde auszeichnen. Sterne mit Massen zwischen $8 M_{\odot}$ und etwa $30 M_{\odot}$ erreichen dabei so niedrige Effektivtemperaturen, daß sie als rote Überriesen (RSG) im NIR zu beobachten sind. Diese Phase ist besonders im NIR-Bereich interessant, da die Überriesen hier deutlich zum beobachtbaren stellaren Fluß in Galaxien beitragen. Die masse-ärmeren Sterne (späte B-, A-, F-, G-, K- und M-Sterne) wandern nach der Hauptreihe auf den Riesenast, wo auch sie eine deutlich höhere Leuchtkraft erlangen. Sterne mit Massen zwischen $2 M_{\odot}$ und $7 M_{\odot}$ erreichen am Ende ihrer Zeit auf dem asymptotischen Riesenast ('Asymptotic Giant Branch'-Phase, AGB-Phase) nochmals eine Steigerung ihrer Leuchtkraft bei sehr niedrigen Effektivtemperaturen, das sog. thermische Pulsen (TP-AGB-Phase). Am Ende dieser kurzen Phase blasen sie ihre Hülle ab und werden zu Planetarischen Nebeln. Wenn dieser Prozeß abgeschlossen ist, enden diese Sterne als heiße, sehr masse-arme weiße Zwerge. Sterne mit Massen $< 2 M_{\odot}$ werden ebenfalls zu weißen Zwerge, ohne jedoch durch die TP-AGB-Phase zu laufen.

Diese generellen Trends werden durch unterschiedliche Metallizitäten in den Sternen und auch unterschiedlichen Massenverlust durch Sternenwinde beeinflusst. Dabei ändert sich zum einen die Zeit, die der Stern in den einzelnen Phasen seiner Entwicklung verbringt, zum anderen aber auch seine Temperatur, die den Spektraltyp bestimmt.

Die Bahnen der masse-reichen Sterne: Die Entwicklung heißer Sterne ist im allgemeinen nicht so gut durch Modellrechnungen verstanden. Dies bedeutet, daß die Entwicklungsbahnen Unsicherheiten in der Verweilzeit auf den einzelnen Abschnitten sowie in den physikalischen Parametern, wie Effektivtemperatur, Leuchtkraft und Massenverlust, haben. Insbesondere zeigt sich, daß die Berücksichtigung der Eigenrotation der Sterne den Massenverlust im Hauptreihenstadium verringern kann (Langer 1998). Talon et al. (1997) zeigen den Einfluß der Rotationsgeschwindigkeit auf einen $12 M_{\odot}$ Stern, dabei erreicht der Stern bei gleichen Effektivtemperaturen für hohe Rotationsgeschwindigkeit (300 km/s) höhere Leuchtkräfte. Um Entwicklungsbahnen rechnen zu können, die die Eigenrotation berücksichtigen, muß man daher die mittlere Rotationsgeschwindigkeit massereicher Sterne kennen. Da der Massenverlust im Hauptreihenstadium auch einen Einfluß auf die weitere Entwicklung eines Sterns hat, sind Änderungen in der Entwicklung während des Überriesenstadiums zu erwarten. Die gegenwärtigen Modellbahnen für Sterne mit mittlerer Masse ($15 M_{\odot} \leq M \leq 30 M_{\odot}$) erzeugen noch keine Überriesen sehr späten Spektraltyps, also von geringer Temperatur ($T \sim 3000 \text{ K}$), obwohl solche Sterne beobachtet werden (Langer & Maeder 1995). Auch die Physik für das Endstadium der heißen Sterne, die Wolf-Rayet-Phase, unterliegt Veränderungen, da man erst angefangen hat, Effekte wie die Abdeckung des Kontinuums durch ein dichtes System von Linien (Line blanketing), z.B. die Hinzunahme von atomaren Linien wie die von Sauerstoff (Gräfener et al. 1998), und auch das Klumpen (Clumping) in den stellaren Winden zu modellieren (Nugis et al. 1998). Dies alles hat einen Einfluß auf die Höhe des Massenverlusts und damit wiederum

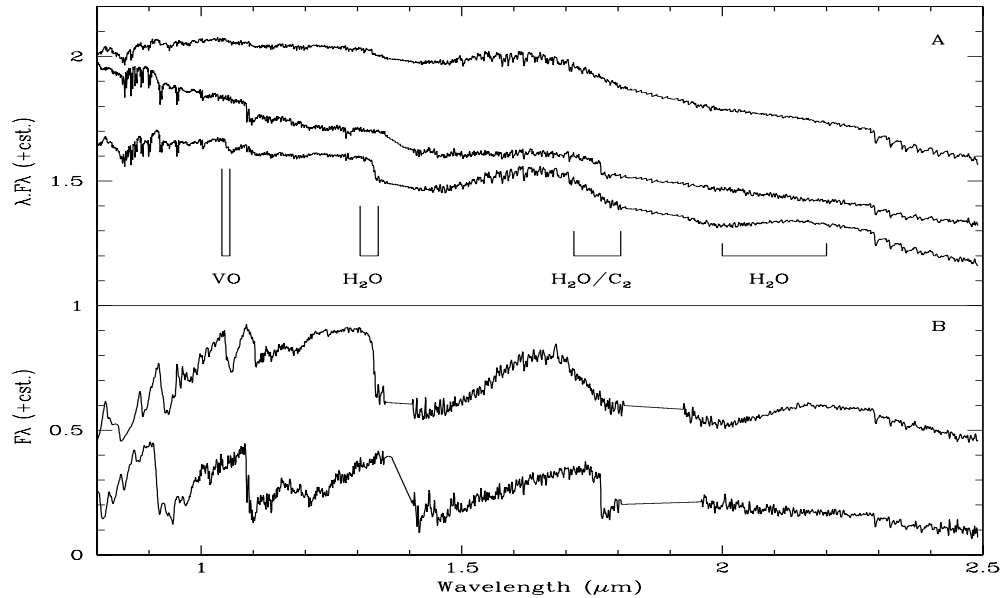


Abbildung 2.4: NIR-Spektren von AGB-dominierten Sternhaufen (Abb. 3 von Lançon 1999). In A sind die synthetischen integrierten Spektren einer statischen von Riesen-Sternen dominierten 4 Gyr alten Population (oben) sowie von zwei 200 Myr alten Post-Starbursts, wenn die meisten TP-AGB-Sterne Kohlenstoff-reich (mittleres Spektrum) bzw. Sauerstoff-reich (unteres) sind. Die wichtigsten molekularen Absorptionsbanden sind eingezeichnet. Zum Vergleich sind die Spektren zweier langperiodisch Veränderliche (LPV) in B gezeigt (Sauerstoff-reich oben und Kohlenstoff-reich unten).

die Lebensdauer eines Wolf-Rayet-Sterns.

Der Einfluß von Doppelsternen auf die Bahnen: Van Bever & Vanbeveren (1998) haben den Einfluß von Doppelsternen auf die Entwicklung von Sternentstehungsgebieten mittels Populationssynthese-Rechnungen untersucht. Sie kommen zu dem Ergebnis, daß aufgrund des Massentransfers in engen Doppelsternen sog. Akkretionssterne entstehen, die die Population der O-Sterne zu einem Zeitpunkt dominieren, wenn die ursprünglichen O-Sterne sich schon von der Hauptreihe weg entwickelt haben. Dies ist somit auch eine Erklärung für die beobachteten sog. 'blue stragglers', die dann solche Akkretionssterne sind. Dies bedeutet allerdings, daß das Sterngebiet deutlich älter ist, als es durch die Population der Akkretionssterne den Anschein hat. Die Anzahl solcher Sterne hängt jedoch entscheidend von der Häufigkeit der Doppelsterne und dem Massentransfer durch den inneren Lagrange Punkt L_1 ('Roche lobe overflow') ab.

Die Bahnen der masse-armen Sterne: Wie bereits in 2.1.2 erwähnt, bevölkern AGB-Sterne im HRD in etwa die gleiche Gegend wie rote Riesen. Da aber die Vorläufer der AGB-Sterne massereicher sind, als die der kühlen roten Riesen, erreichen sie diese Gegend deutlich früher. Die Modellierung der AGB-Phase am Ende des Riesenasts kurz vor dem Übergang zum Planetarischen Nebel ist ein Problem, da in dieser relativ kurzen Zeit die Sterne ihre Leuchtkraft, ihre Temperatur sowie ihre chemische Zusammensetzung ändern. Beob-

achtungen im NIR-Bereich zeigen, daß AGB-Sterne innerhalb kurzer Zeit ihre Position im HRD um 500 K in der Effektivtemperatur sowie um 1/4 der Leuchtkraft ändern können (Lançon 1999). Dabei ändert sich auch ihr NIR-Spektrum. Allerdings zeichnen sich die Spektren von AGB-Sternen durch tiefe Absorptionen von H₂O und C₂ im H- und K-Band aus (z.B. Lançon (1999) und Referenzen darin).

Um den Einfluß der AGB-Sterne auf die beobachtbaren Parameter vorherzusagen, wurde von Lançon (1999) das Evolutionssynthese-Programm PEGASE (Fioc & Rocca-Volmerange 1997), das eine Erweiterung der stellaren Entwicklungsbahnen zu der TP-AGB-Phase hat, verwendet. Lançon (1999) zeigt die synthetischen NIR-Spektren (Abb. 2.4) von einer 4 Gyr alten Riesen dominierten Population im Vergleich zu 200 Myr alten von C- bzw. O-reichen TP-AGB-Sternen dominierten Populationen. Dabei kann man im Kontinuum deutlich die molekularen Absorptionen, die in den Spektren der AGB-Sterne auftreten, erkennen. Etwa 0.3 - 1.5 Gyr nach einem plötzlichen Starburst ist der Beitrag der AGB-Sterne in der TP-AGB-Phase zur gesamten Emission des Sternhaufens am größten (Lançon 1999). Er kann dabei bis zu etwa 50 % des K-Band-Lichts betragen (s. Lançon 1999 und Referenzen darin).

Um diesen bedeutenden Effekt der AGB-Sterne ebenfalls zu berücksichtigen, wurden die Entwicklungsbahnen der entsprechenden Sterne in STARS nach der in Schreiber (1998) beschriebenen Methode um die AGB-Phase, insbesondere die TP-AGB-Phase, erweitert. Der von Lançon (1999) beschriebene Einfluß auf die NIR-Leuchtkraft ist auch bei STARS zu beobachten (Schreiber 1998).

Die anfängliche Massen-Verteilungs-Funktion: Untersuchungen von Gebieten mit Sternentstehung in unserer Galaxie und auch benachbarten Galaxien helfen, die anfängliche Massen-Verteilungs-Funktion (IMF) zu bestimmen. Diese Funktion gibt die Anzahl der sich pro Massenelement bildenden Sterne an. Dabei zeigt sich, daß sie im Mittel einer Potenz-Funktion ($\sim M^{-\alpha}$) mit einem Koeffizienten $\alpha \approx 2.35$ im Massenbereich von 1 - 120 M_⊙ (oder auch geringer) folgt (Salpeter 1955, Leitherer 1996, Übersichtsartikel von Elmegreen 1999). Für niedrigere Massen ist es schwierig, die Massen-Verteilungs-Funktion zu bestimmen, da diese Sterne selbst im NIR-Bereich zu leuchtschwach sind. Allerdings zeigt Scalo (1986), daß die Massen-Verteilungs-Funktion für kleinere Massen flacher wird. In der Zusammenfassung von Elmegreen (1999) über die IMF wird deutlich, daß der beobachtete Verlauf der IMF allgemein gültig ist, d.h., er wird sowohl in normalen Sternentstehungsgebieten als auch in Starburst-Regionen beobachtet. Vor allem neuere Untersuchungen finden keine Abweichungen von der Salpeter-IMF bzw. die Bevorzugung von massereichen Sternen in Starburst-Regionen (Devereux 1989, Schaerer 1996, Calzetti 1997, Stasińska & Leitherer 1996).

Eine universelle IMF, die diese Form auch in jungen Galaxien bei hohen Rotverschiebungen hat, ist nicht gesichert, da die physikalischen Prozesse, wie z.B. das Kühlen, aufgrund der Produktion von Metallen durch diese ersten Sterne wahrscheinlich zeitlichen Veränderungen unterworfen sind. Scalo (1999) weist darauf hin, daß erst dann die IMF und ihr Charakter verstanden sind, wenn man die physikalischen Prozesse, die die Sternentstehung beeinflussen, erklären kann. Dieses Verständnis ist besonders kritisch, da die frühen Galaxien die Entwicklung des Universums stark beeinflußt haben (Ionisation, Metallizität, usw.), und man heutzutage trotzdem eine globale IMF (im Rahmen der Beobachtungsge-

naugigkeit) feststellen kann (Scalo 1999).

Die IMF bei verschiedenen Wolkenmassen: Ebenso ist der universelle Charakter wahrscheinlich auch für unterschiedliche Wolkenmassen, aus denen die Sterne entstehen, erhalten. Die Tendenz, daß sich massereiche Sterne eher in massiven Wolken bilden, kann leicht durch statistische Effekte erklärt werden (Elmegreen 1999): Wolken mit einer niedrigen Masse produzieren eine IMF mit einer bestimmten Steigung bis zu einer maximalen Masse, Wolken mit höherer Masse produzieren ebenfalls eine IMF, mit einer eventuell gleichen Steigung, bis zu höheren Masse. Dann wäre die Summe dieser beiden IMFs eine IMF mit einer größeren Steigung als in jeder einzelnen Wolke. Die Ursache dafür ist, daß die Summen-IMF massearme Sterne von beiden Wolken enthält, aber sehr massereiche Sterne nur von der Wolke mit hoher Masse gebildet werden. Dies spricht aber gegen eine beobachtete universelle IMF. Mit Hilfe dieser Argumentation kann man auch fordern, daß massive Sterne die Sternentstehung in ihren Entstehungswolken nicht stark limitieren oder zum Stehen bringen dürfen. Da man erwartet, daß massereiche Wolken massivere Sterne bilden, wäre die integrale IMF wiederum steiler als die einzelner Wolken, im Widerspruch zu den Beobachtungen (Elmegreen 1999).

Bei Beobachtungen von Sternentstehungsgebieten in Galaxien integriert man über mehrere bis viele einzelne Wolken. Um dies zu untersuchen, wurden mit Hilfe von Monte-Carlo-Simulation Sternhaufen von unterschiedlichen Massen erzeugt, und anschließend entsprechend der in Galaxien beobachteten Leuchtkraftfunktion ($\sim L^{-\beta}$ mit $\beta \approx 0.5 - 1$) für Sternhaufen die einzelnen Sternhaufen gewichtet aufintegriert (Schreiber 1998). Die Unterschiede zwischen der Entwicklung eines einzelnen Haufens und einem Ensemble von Haufen sind relativ gering und in den einzelnen beobachtbaren Parametern nicht größer als etwa ein Faktor 2 (s. Abb. 3.12 in Schreiber 1998). Allerdings wird durch die Annahme, daß massearme Haufen keine massiven Sterne produzieren können, die universelle IMF verletzt (s. Argumentation oben). Wie stark dies der Fall ist, hängt jedoch von der Steigung der Leuchtkraftfunktion ab.

Die Frage nach der oberen Massengrenze ist noch immer kontrovers, obwohl man für eine universelle IMF erwartet, daß die obere Massengrenze immer gleich hoch ist.

Zusammenfassung: Zusammenfassend läßt sich sagen, daß die IMF relativ gut bestimmt ist und wahrscheinlich eine universelle Form hat, obwohl die physikalischen Gründe dafür nicht wirklich verstanden sind (Elmegreen 1999). Bei den stellaren Entwicklungsbahnen zeigt sich hingegen, daß die Modellierung der späten Entwicklungsstadien bei massearmen Sterne noch nicht abgeschlossen ist, obwohl diese Phase einen großen Einfluß auf die Eigenschaften eines Sternhaufens hat. Die Entwicklungsbahnen der massereichen Sterne sind aufgrund der noch nicht vollständig verstandenen bzw. modellierbaren Physik noch mit relativ großen Fehlern behaftet. Dennoch zeigt die Untersuchung von Origlia et al. (1999), daß die theoretischen Vorhersagen mit den Beobachtungen von Starburst-Galaxien im Rahmen der Fehler übereinstimmen.

Als weitere Erneuerungen errechnet STARS zum einen die Äquivalentbreiten der wichtigsten stellaren NIR-Absorptionslinien als auch die Farben aus beobachteten Effektivtemperaturen und nicht mehr nur aus der Schwarzkörpertemperatur. Zusätzlich ist es möglich, die SED ('Spectral Energy Distribution') des Haufens zu erhalten, um daraus

mit Hilfe eines weiteren Programms Voraussagen über Linien in HII-Regionen zu machen (Schreiber 1998).

2.2.1.2 Beobachtbare Parameter

Um Entwicklung und Alter eines Sternentstehungsgebiets zu beschreiben, eignen sich folgende beobachtbaren Größen. Damit hat man einen Vergleich für die Güte eines Modells. Allerdings läßt sich nicht ganz ausschließen, daß die beobachteten Größen durch unterliegende Sternpopulationen verfälscht werden. Allerdings erwartet man nur eine Verfälschung, die im Rahmen der Genauigkeit der Evolutionssynthese liegt, da sich die untersuchten Gebiete meist schon durch ihren deutlich höheren Kontinuumsfluß von einer darunterliegenden Population, gewöhnlich von alten Bulge-Sternen, unterscheiden. Im Folgenden werde ich eine kurze Beschreibung dieser Parameter geben, sowie auch ihre Herleitung aus Meßwerten aufzeigen. Eine weitere Beschreibung ist auch im Anhang von Schinnerer et al. (1997) ausgeführt. Die Errechnung der Parameter in STARS ist im Anhang von Schreiber (1998) gegeben. In Schreiber (1998) werden zusätzlich noch die Äquivalentbreiten der stellaren NIR-Absorptionslinien erwähnt, sowie auch die Verwendung von weiteren MIR-Linien zur Charakterisierung des ionisierenden Kontinuums in Verbindung mit ISO-Daten.

Bolometrische Leuchtkraft: Die bolometrische Leuchtkraft L_{bol} ist ein Maß für die gesamte abgestrahlte Energie eines Sternentstehungsgebiets. Man setzt sie gewöhnlich der Fern-Infrarot-Leuchtkraft L_{FIR} gleich. Dies wird möglich, da aufgrund des photoelektrischen Heizmechanismus (Tielens & Hollenbach 1985) die von den Sternen im UV-Bereich abgestrahlte Energie in Infrarot-Energie umgewandelt wird. Die am häufigsten verwendete Methode L_{FIR} zu bestimmen, benutzt die IRAS-Flüsse. Es gilt folgende Beziehung (Sanders & Mirabel 1996):

$$L_{bol}[L_{\odot}] = 5.617 \times 10^5 \times D[Mpc]^2 \times (13.48 f_{12\mu m}[Jy] + 5.16 f_{25\mu m}[Jy] + 2.56 f_{60\mu m}[Jy] + f_{100\mu m}[Jy]) \quad (2.3)$$

Diese Beziehung beschreibt die Infrarot-Leuchtkraft in Sonnenleuchtkräften L_{\odot} in dem Bereich von 8 - 100 μm . D ist die Entfernung in [Mpc] und f_{λ} sind die entsprechenden IRAS Flußdichten in [Jy].

Bei höherer räumlicher Auflösung ($\sim 1''$), wie sie die hier vorliegenden Daten aufweisen, liegen in der Regel keine FIR-Flußmessungen mit vergleichbarer Auflösung vor. Hier bieten sich drei Methoden zur Bestimmung der FIR-Leuchtkraft an: Man kann (wenn vorhanden) Messungen im Mitt-Infraroten, z.B. bei etwa 10 μm , benutzen, die etwa die gleiche räumliche Auflösung erreichen können. Aus diesen Messungen können dann die entsprechenden Fern-Infrarot-Flüsse in den IRAS-Bändern extrapoliert werden. Die Gültigkeit dieses Ansatzes wurde zuerst für Starburst-Galaxien von Telesco, Dressel & Wolstencroft (1993) gezeigt.

Wenn es keine geeigneten Aufnahmen im Mitt-Infrarot-Bereich gibt, kann man zur Ermittlung der FIR-Leuchtkraft die empirisch gefundene Beziehung zwischen der Radio-Flußdichte bei 5 GHz und L_{FIR} benutzen. Die zuerst von de Jong et al. (1985) für eine

große Stichprobe von Spiralgalaxien bei einer Wellenlänge von $\lambda 6.3\text{cm}$ gefunden wurde. Vergleiche zu aktiven Galaxien, wie Starburst-Galaxien, Seyfert-Galaxien, Quasare, ULIRGs und Radio-Galaxien (Sopp & Alexander 1991, Colina & Pérez-Olea 1995) zeigen, daß die FIR-Radio-Beziehung für radio-leise aktive Galaxien und normalen Spiralgalaxien übereinstimmt, während radio-laute aktive Galaxien eine abweichende FIR-Radio-Beziehung haben. Am besten läßt sich das Verhalten der radio-leisen Galaxien dadurch erklären, daß in diesen Galaxien der beobachtete Radiofluß von Sternentstehungsgebieten in der Scheibe und nicht dem aktiven Kern selbst stammt (Sopp & Alexander 1991, Colina & Pérez-Olea 1995, Roy et al. 1998). Colina & Pérez-Olea (1995) und Pérez-Olea & Colina (1995) haben die FIR-Radio-Beziehung mit Modellrechnungen zur der Entstehung des Radioflusses in Sternentstehungsgebieten untersucht. Sie finden, daß sich die beobachtete FIR-Radio-Beziehung durch Sternentstehung alleine erklären läßt. Dabei stammt die Radioemission im wesentlichen von drei Komponenten, der thermischen Frei-Frei-Emission des ionisierten Gases, der nicht-thermischen Synchrotronstrahlung von jungen hellen Radio-Supernovae sowie einen Synchrotron-Beitrag von alten Supernova-Resten. Die FIR-Leuchtkraft entsteht durch die Absorption von UV-Kontinuumsstrahlung heißer OB-Sterne durch den interstellaren Staub (Heizen) und die daraus folgende Reemission (Kühlen). Im Radio- und FIR-Bereich liegt der Kontinuumsabstrahlung also die gleiche Ursache zugrunde, nämlich das Vorhandensein und die Entwicklung masse-reicher Sterne. Die beobachtete Streuung in der Beziehung kann durch unterschiedliche interstellare Extinktion in den einzelnen Galaxien erklärt werden (Colina & Pérez-Olea 1995). Wunderlich & Klein (1988) haben diese Beziehung auch auf kleinen Skalen bestätigt gefunden. Man erhält folgende Beziehung zwischen der Flußdichte bei 5 GHz und L_{bol} (für $L_{FIR} \geq 3.5 \times 10^{36} L_{\odot}$):

$$L_{bol}[L_{\odot}] = 4.13 \times 10^6 \times (D[\text{Mpc}]^2 \times S_{5\text{GHz}}[m\text{Jy}])^{0.791} \quad (2.4)$$

Wie oben ist D die Entfernung, $S_{5\text{GHz}}$ ist die beobachtete Flußdichte bei 5 GHz. Der Exponent ergibt sich aus den Untersuchungen von Wunderlich & Klein (1988) für eine Probe von Spiralgalaxien, für bei verschiedenen Leuchtkraftstärken unterschiedliche Steigungen um im Mittel 1 gefunden wurden.

Zur Überprüfung habe ich noch eine weitere Untersuchung der Korrelation herangezogen. Colina & Pérez-Olea (1995) finden für $\log(\frac{L_{5\text{GHz}}}{L_{FIR}})$ im Mittel Werte von 5.6 bis 6.0 in ihren Modellrechnungen für den Fall von Sternentstehung. Dies ist mit den Beobachtungen von Starburst- und radio-leisen Galaxien konsistent. Daher erhält man folgende Beziehung zwischen der Flußdichte bei 5 GHz und L_{bol} :

$$L_{bol}[L_{\odot}] = 10^{5.8} \times L_{5\text{GHz}} = 10^{5.8} \times 4\pi D^2 \nu S_{5\text{GHz}} = 9.89 \times 10^5 \times D[\text{Mpc}]^2 \times S_{5\text{GHz}}[m\text{Jy}] \quad (2.5)$$

Beide Ansätze liefern in dem oben beschriebenen Leuchtkraftbereich vergleichbare Werte. Wie bereits erwähnt kann man im Falle von aktiven Galaxien diese drei Beziehungen nicht ohne weiteres anwenden, da durch die UV-Strahlung des aktiven Kerns der Staub zusätzlich geheizt wird und im Infraroten diese Energie wieder abstrahlt. Einen ähnlich störenden Einfluß hat die Radio-Strahlung des Kerns. Man muß daher um den Beitrag des aktiven Kerns zu der Strahlung korrigieren.

Als dritte Möglichkeit zur Bestimmung von L_{FIR} gibt es die CO-IR-Beziehung, die allerdings nicht so sicher wie die beiden vorhergehenden ist und um etwa zwei Größenklassen schwankt. Hierbei gibt es einen Zusammenhang zwischen der Infrarot-Leuchtkraft und der Masse des molekularen Wasserstoffs (M_{H_2}), die aus der Leuchtkraft in der $^{12}CO(1-0)$ -Linie des molekularen Gases abgeschätzt wird. Diese Beziehung zeigt eine Abhängigkeit von der Staubtemperatur, so daß die Galaxien mit einem hohen L_{FIR}/M_{H_2} , was einer höheren Strahlungsenergiedichte entspricht, auch eine höhere Staubtemperatur haben (Young & Scoville 1991).

K-Band-Leuchtkraft: Die K-Band-Leuchtkraft L_K ist ein Indikator für den Anteil von Sternen späten Spektraltyps. Da die masse-armen Sterne auf der Hauptreihe auch sehr leuchtschwach sind, tragen hauptsächlich rote Riesen und Überriesen zum Fluß bei. Da sich diese Sterne erst nach einer gewissen Zeit (~ 10 Myr) bilden, ist dieser Parameter gut geeignet, um höhere Alter der Sternentstehung zu bestimmen. Berechnet wird L_K aus der K-Band-Flußdichte bei $2.2 \mu m$ und entsprechender Bandbreite $\Delta\lambda 0.6 \mu m$ (Wamsteker 1981) nach folgender Beziehung:

$$L_K[L_\odot] = 4\pi \cdot D^2 \cdot S_K \cdot \Delta\nu = 4\pi \cdot D^2 \cdot S_K \cdot \frac{c}{(\lambda_o)^2} \cdot \Delta\lambda = 1.16 \times 10^4 \times D[Mpc]^2 \times S_K[mJy] \quad (2.6)$$

Dabei ist D die Entfernung, S_K die K-Band-Flußdichte bei $\lambda_o = 2.2 \mu m$ und c die Lichtgeschwindigkeit. STARS errechnet die K-Band-Leuchtkraft unter der Annahme einer Schwarzkörperstrahlung. Optional ist es auch möglich, die mit Hilfe der von Schmidt-Kaler abgeleiteten Effektivtemperatur-Spektralklasse-Beziehung empirischen Farben bzw. Leuchtkräfte zu erhalten (s. Schreiber 1998).

Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft: Die Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft $L_{Ly\alpha}$ stammt im wesentlichen von den ionisierten Gas- und Staubbüllen um heiße Sterne, den HII-Regionen. In diesen Gebieten ist das Gas ionisiert und zeichnet sich durch starke H- und He-Rekombinationslinien-Strahlung aus. Damit ist $L_{Ly\alpha}$ ein Indikator für junge, massereiche und heiße Sterne, und somit zum einen für das Alter, aber auch für die obere Grenze der Massen-Verteilungs-Funktion. Unter der Annahme von 'Case B'-Rekombination (Osterbrock 1989) läßt sich der $Br\gamma$ -Linienfluß $F_{Br\gamma}$ in den Lyman-Kontinuums-Fluß und damit $L_{Ly\alpha}$ umrechnen. Die Beziehung lautet (Genzel et al. 1995):

$$L_{Ly\alpha}[L_\odot] = 5.37 \times 10^{19} \times F_{Br\gamma}[ergs^{-1}cm^{-2}] \times D[Mpc]^2 \quad (2.7)$$

D ist wieder die Entfernung.

Ein Problem ist dabei, daß die intrinsische Extinktion der H-Rekombinationslinien in ihrer HII-Region von der allgemeinen Extinktion unterschiedlich sein kann. Jedoch ist der Unterschied für größere Gebiete nicht so groß (s. Schinnerer et al. 1997).

Hingegen kann die Kontamination der NIR-H-Rekombinationsstrahlung durch Schocks, wie sie bei Supernova-Resten beobachtet werden, vernachlässigt werden. Bei C-Schocks ist das Ionisationsniveau so niedrig, daß die Br -Linienstrahlung nicht angeregt werden kann (Hollenbach & McKee 1989). In J-Schocks können diese Linien zwar angeregt werden,

allerdings auf einem niedrigen, zu vernachlässigendem Niveau. Dies kann durch folgende Überlegung verdeutlicht werden. Bei der galaktischen Quelle RWC 103 handelt es sich um einen hellen Supernova-Rest, der mit einer dichten Molekülwolke in Form von J-Schocks wechselwirkt. Diese Wechselwirkung hat starke [O IV]-, H₂1-0 S(1)- und Br γ -Linienemission zur Folge. Das RWC 103 NIR-Spektrum von Oliva et al. (1990) zeigt, daß die gesamte Br γ -Emission nur etwa 12 % der beobachteten H₂1-0 S(1)-Emission beträgt. Hinzu kommt, daß mit ISO nur eine schwache [O IV]-Linienemission in Starburst-Galaxien detektiert wurde (Lutz et al. 1998). Zusammengefaßt bedeutet dies, daß das nur ein sehr geringer Anteil der Br γ -Linienemission in Starburst-Galaxien von J-Schocks stammen kann.

Supernova-Rate: Die Supernova-Rate ν_{SN} ist ein direktes Maß für die Anzahl der gebildeten Sterne mit Massen $M \geq 8 M_{\odot}$. Dabei wird die Flußdichte der Synchrotron-Strahlung bei 5 GHz als Meßgröße verwendet. Die Beziehung wurde empirisch aus der Beobachtung der nicht-thermischen Radioleuchtkraft und der Supernova-Rate ermittelt (Condon 1992):

$$\nu_{SN}[yr^{-1}] = 3.3 \times 10^{-6} \times S_{5GHz}[mJy] \times D[Mpc]^2 \quad (2.8)$$

S_{5GHz} ist die Flußdichte bei 5 GHz und D die Entfernung. Huang et al. (1994) haben diese Relation für M 82 untersucht. Unter der Annahme, daß die aus der Anzahl der gemessenen kompakten Radioquellen erhaltene Supernova-Rate ν_{SN} nicht nur einen bestimmten SN-Typ widerspiegelt, und die ν_{SN} über die vergangenen 10^8 yr konstant war, sowie die gesamte beobachtete nicht-thermische Radioemission von diesen Supernovae stammt, haben sie eine Beziehung zwischen der 5 GHz-Radioemission und der Supernova-Rate in einem Starburst erhalten. Im Rahmen der Fehler beträgt ihr Vorfaktor $(3.46^{+2.53}_{-0.87}) \times 10^{-6}$ und stimmt mit dem von Condon (1992) ermittelten sehr gut überein. Unsicherheiten in der Ermittlung des Vorfaktors ergeben sich durch die Bestimmung der SN-Rate sowie durch die Wechselwirkung zwischen SN-Hülle und umgebenden ISM, die die Stärke der nicht-thermischen Radiostrahlung beeinflusst (s. Diskussion dieses Effekts z.B. in Huang et al. 1994).

Masse: Es gibt zwei wichtige Massen bei der Evolutionssynthese, zum einen die molekulare Gasmasse, die bis zum beobachteten Zeitpunkt in Sterne umgesetzt wurde, und zum anderen die tatsächlich vorhandene stellare Masse zum beobachteten Zeitpunkt ('present-day stellar mass'). Die erstere kann mit der heute vorhandenen Gasmasse, die aus der ¹²CO(1-0)-Linie des molekularen Gases ermittelt werden kann, und auch mit der dynamischen Gesamtmasse verglichen werden. Deutliche Abweichungen zwischen der dynamischen Gesamtmasse und der verbrauchten Gasmasse legen physikalische Prozesse nahe, die je nach dem Verhältnis der beiden Massen zueinander, entweder Masse aus dem beobachteten Gebiet hinaus (z.B. über Sternenwinde oder SN-Explosionen) oder in das Gebiet hinein (z.B. über Gasströmungen) transportiert haben. Der Vergleich mit der heute vorhandenen Gasmasse ermöglicht Vorhersagen über die weitere Dauer der Sternentstehung sowie auch der damit verbundenen Sternentstehungsrate.

Die heutige stellare Masse kann in SPECSYN (s. 2.2.2) direkt berechnet werden. Jedoch ist es ein Nachteil dieses Programms, daß nur Sterne bis $0.80 M_{\odot}$ in ihrer Entwicklung berücksichtigt werden, wie von STARS vorgegeben, und somit der Teil der stellaren Mas-

se, der sich in noch masse-ärmeren Sternen befindet, und somit der Beitrag masse-ärmerer Sterne zur stellaren Gesamtmasse vernachlässigt wird. Aus der stellaren Masse und der errechneten Leuchtkraft kann man ein theoretisches Masse-Leuchtkraft-Verhältnis erhalten, welches sich mit einem aus Beobachtungen abgeleiteten vergleichen läßt. Wie man in Abb. 5 von Thatte et al. (1997) sieht, zeigt das Verhältnis $\frac{M}{L_K}$ eine deutliche Variation mit dem Alter der Sternentstehung. Die Masse kann also eine wichtige Hilfe sein, das Alter eines Sternhaufens bzw. -gebiets einzugrenzen (s. auch 2.1.1). Das Problem ist jedoch, daß die involvierten Massen selbst relativ schwer genau zu bestimmen sind.

2.2.2 Die NIR-Spektralsynthese SPECSYN

Die NIR-Spektralsynthese SPECSYN (Schinnerer 1996, Schinnerer et al. 1997) dient vornehmlich als Test für die aus der Evolutionssynthese STARS (s. 2.2.1) erhaltenen Modelle. Zusätzlich können jedoch noch die Extinktion, die aus Linienverhältnissen oder NIR-Farben abgeleitet wurde, und der Anteil der Staubemission am Kontinuum, ebenfalls aus den NIR-Farben bestimmt, überprüft werden. Der Einfluß, den diese zusätzlichen Komponenten auf die H- und K-Band-Spektren haben ist in Abb. 2.5 dargestellt. SPECSYN synthetisiert die NIR-Spektren von Sternpopulationen aus veröffentlichten Spektren von Standardsternen unter Verwendung der in STARS errechneten HR-Diagramme für das H- bzw. K-Band. Eine ausführliche Beschreibung des Programms SPECSYN ist in meiner Diplomarbeit (Schinnerer 1996) und im Anhang von Schinnerer et al. (1997) gegeben. Für die vorliegende Doktorarbeit habe ich SPECSYN um das H-Band erweitert, sowie die Möglichkeit, den nicht-thermischen Teil der AGN-Strahlung zu modellieren, hinzugefügt. Durch Vergleich von spektralen Absorptionslinien und Kontinuumsverlauf des synthetischen und des beobachteten Spektrums kann man die Qualität des untersuchten Modells der Sternentstehung beurteilen. Dabei reagiert der Verlauf des Kontinuums sensibel auf die Stärke der Extinktion und den Anteilen an zusätzlicher Kontinuumsmission. Als weiterer Test wird die heutige Sternmasse (Present-Day Stellar Mass) ermittelt, sowie die Abweichung des synthetischen Spektrums von dem beobachteten errechnet. Durch die Möglichkeit, eine Anpassung gleichzeitig im H- und K-Band vorzunehmen, kann man vor allem die das Kontinuum beeinflussenden Effekte genauer untersuchen.

2.2.2.1 Eingangsparmeter

Das Evolutionssynthese-Programm STARS (s. 2.2.1) errechnet für die beobachtbaren Parameter auch deren Verteilung im HRD. Dies ermöglicht, dieses Programm mit dem der Spektralsynthese, SPECSYN, im NIR-Bereich zu verbinden. Dabei werden individuelle HR-Diagramme sowohl für das H- als auch das K-Band erstellt, die es ermöglichen, das NIR-Spektrum zu synthetisieren. Zusätzlich kann das HRD, welches die Anzahl der einzelnen Sterntypen darstellt, zur Berechnung der tatsächlichen vorhandenen stellaren Masse ('present-day stellar mass') herangezogen werden.

SPECSYN verwendet zur Erzeugung des synthetischen Spektrums veröffentlichte Spektren von Standardsternen im H- und K-Band, die die gleiche Auflösung wie die Spektren der analysierten Gebiete haben. Dabei wird vor allem versucht, für die späten Sterntypen eine gute Abdeckung im HRD zu erreichen. Dies ist im H- mit 40 Sternen (Meyer 1996)

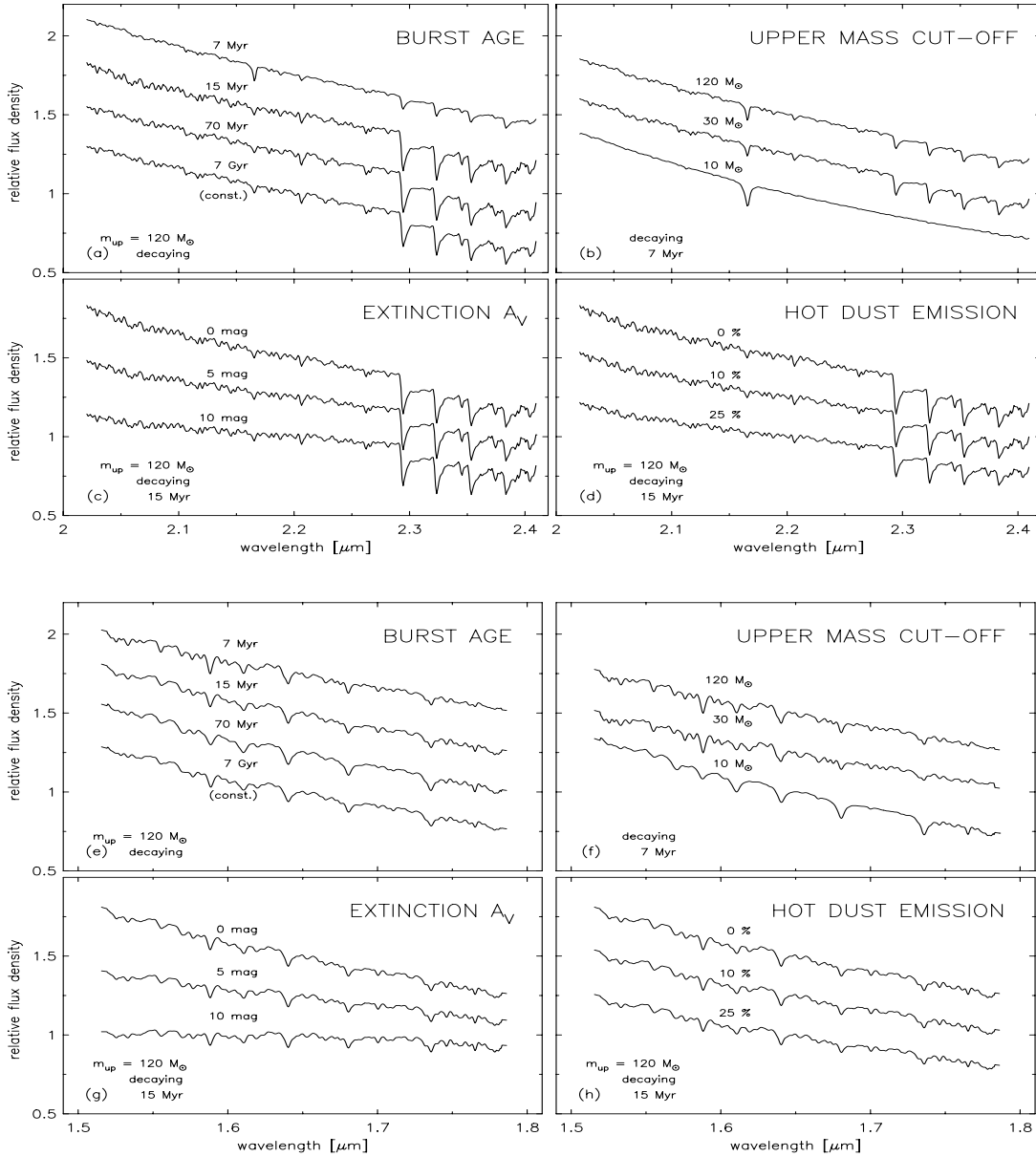


Abbildung 2.5: Einfluß der verschiedenen Parameter auf synthetisierte K-Band-Spektren (a, b, c, d) bzw. H-Band-Spektren (e, f, g, h) von Sternhaufen. Die Spektren sind jeweils auf Eins normalisiert bei $2.2 \mu\text{m}$ bzw. $1.65 \mu\text{m}$ und um 0.25 senkrecht versetzt. Eine Übersicht der variierten Parameter ist in Tab. 2.1 gegeben.

Tabelle 2.1: Änderungen der Modellparameter in Abbildung 2.5

Abb.	Variierter Parameter	m_{up} [M_{\odot}]	Art	t_{burst} [10^7 yr]	A_V [mag]	Staub in % des K-Band-Flusses
2.5 (a), (e)	Alter	120	Abnehmend	0.7	0.0	0.0
	Alter	120	Abnehmend	1.56	0.0	0.0
	Alter	120	Abnehmend	7.0	0.0	0.0
	Alter	120	Konstant	700.0	0.0	0.0
2.5 (b), (f)	m_{up}	120	Abnehmend	0.7	0.0	0.0
	m_{up}	30	Abnehmend	0.7	0.0	0.0
	m_{up}	10	Abnehmend	0.7	0.0	0.0
2.5 (c), (g)	A_V	120	Abnehmend	1.56	0.0	0.0
	A_V	120	Abnehmend	1.45	5.0	0.0
	A_V	120	Abnehmend	1.56	10.0	0.0
2.5 (d), (h)	Staub	120	Abnehmend	1.56	0.0	0.0
	Staub	120	Abnehmend	1.56	0.0	10.0
	Staub	120	Abnehmend	1.56	0.0	25.0

Geänderte Parameter in Abb. 2.5 für H-Band- und K-Band-Spektren. Es wurden das Alter (t_{burst}), die obere Massengrenze (m_{up}), die Art sowie die Extinktion (A_V) als auch der Beitrag von Staubemission (mit einer Temperatur $T=900$ K) zum K-Band-Fluß variiert.

und im K-Band mit etwa 110 Sternen (Wallace & Hinkle 1997) erfüllt. Da alle Spektren in einem Band von jeweils demselben Instrument stammen, sind sie zudem homogen in ihrer Auflösung ($R \sim 3000$) und in ihrer Reduktion. Für SPECSYN wurden die Spektren auf die Auflösung von 3D mit einer Gauß-Kurve gefaltet. Die Abdeckung des HRD durch die Standardsterne wurde analog zu Schinnerer et al. (1997) vorgenommen. Zur Spektralsynthese werden die Spektren entsprechend ihres Beitrags zum Gesamtfluß gewichtet, mit Hilfe des HRD, aufaddiert. Die Flußkalibration erfolgt über das entsprechende beobachtete Spektrum bei $1.65 \mu\text{m}$ bzw. $2.2 \mu\text{m}$.

2.2.2.2 Kontamination des stellaren Spektrums

An das synthetische stellare Spektrum kann jetzt noch der Einfluß von Extinktion, Staubemission und auch der Beitrag eines aktiven Kerns angebracht werden, um das beobachtete Spektrum besser anpassen zu können. Es ist möglich, das Spektrum nur für ein einzelnes Band (H- oder K-Band) oder für beide Bänder gleichzeitig zu synthetisieren. Der Anteil an Staub- und/oder AGN-Emission wird prozentual zum Gesamtfluß angebracht. Dies bedeutet, daß bei der zentralen Wellenlänge ($1.65 \mu\text{m}$ im H-Band bzw. $2.2 \mu\text{m}$ im K-Band) dieser Anteil dem Kontinuum hinzugefügt wird. Aufgrund des spektralen Verlaufs kann dieser Anteil bei kürzeren bzw. längeren Wellenlängen höher bzw. niedriger ausfallen. Im Fall der gleichzeitigen Synthese von H- und K-Band beziehen sich die prozentualen Angaben auf das K-Band. Die entsprechenden Werte für das H-Band werden aus dem spektralen Verlauf des Kontinuums ermittelt. Zusätzlich kann noch eine gaußförmige Geschwindigkeitsdispersion an das Spektrum angebracht werden.

Extinktion: Die Emission der Sterne bzw. des AGN wird durch interstellare Staubeilchen auf der Sichtlinie zum Beobachter durch Absorption und Streuung abgeschwächt. Dabei ist generell die Abschwächung umso stärker, je kürzer die Wellenlänge ist. In Mathis (1990) ist eine Zusammenfassung der Eigenschaften der Extinktion gegeben.

Generell gilt für wahre Emission I_o und beobachteter Emission I folgender Zusammenhang $I = I_o \cdot f_{H,K}$ mit $f_{H,K}$ als Korrekturfaktor im H- bzw. K-Band. Die Extinktion A_λ ist als $A_\lambda = -2.5 \log(\frac{I}{I_o})$ definiert. Desweiteren ist die Extinktion im NIR niedriger als im V-Band, so daß $A_{H,K} = \epsilon_{H,K} \cdot A_V$ mit $\epsilon_H = 0.16$ und $\epsilon_K = 0.11$ (Draine 1989) gilt. Für die Extinktion kann man in SPECSYN zwischen zwei Szenarien wählen: (a) 'Screen Case', bei dem man annimmt, daß sich das gesamte extingierende Material zwischen Quelle und Beobachter befindet (Draine 1989),

$$f_{H,K}(screen) = 10^{-0.4 \cdot \epsilon_{H,K} \cdot A_V} \quad (2.9)$$

und (b) 'Mixed Case', bei dem Quelle und extingierendes Material gleichmäßig miteinander vermischt sind (Thronson et al. 1990),

$$f_{H,K}(mixed) = \frac{1 - f_{H,K}(screen)}{-\ln(f_{H,K}(screen))}. \quad (2.10)$$

Eine Untersuchung der Korrekturfaktoren zeigt, daß für die gleiche beobachtete Rötung A_V die Extinktion im 'mixed case' deutlich geringer als im 'screen case' ausfällt (s. auch Tab. 4 in Thronson et al. 1990).

Emission von heißem Staub: Der interstellare Staub absorbiert Teile der Emission von heißen Sternen bzw. des AGN und wird dadurch aufgeheizt. Sein Emissionsspektrum entspricht der Schwarzkörperstrahlung eines Körpers mit Temperaturen zwischen 600 K und 1750 K. Dieses Intervall ist dadurch bestimmt, daß man den Einfluß von Temperaturen von 600 K im K-Band gerade noch sehen kann und daß die Sublimationstemperatur von Silikat-Staub bei etwa 1400 K liegt, während andere Staubzusammensetzung (Graphit-Staub) bei Temperaturen ab etwa 1750 K sublimieren. In Emerson (1988) findet man eine Zusammenfassung der Staubeigenschaften. Unter der Annahme, die Staubkörner verhalten sich isothermal, ist die Emission proportional zu einem Schwarzkörper. Emerson (1988) gibt folgende Beziehung für die Emission $I(\lambda)$ von Staub der Temperatur T an:

$$I(\lambda) \approx \frac{Q_o}{\lambda^n} \times B(T) \quad (2.11)$$

$B(T)$ ist die Planck-Funktion, λ die Wellenlänge und $\frac{Q_o}{\lambda^n}$ bezeichnet die Abstrahleffizienz der Staubkörner, die eine Funktion der Korngröße und der Wellenlänge ist. Dabei kann n Werte zwischen 1 und 2 annehmen. Ich habe im weiteren einen Wert von 1 verwendet.

Beitrag eines AGN: Der AGN heizt nicht nur den ihn umgebenden Staub auf, der damit wesentlich zur MIR- und FIR-Emission beiträgt, sondern dominiert auch die SED im UV- und optischen Bereich. Dieser Beitrag zur Emission $I_{AGN}(\lambda)$ kann durch eine Exponentialfunktion ausgedrückt werden:

$$I_{AGN}(\lambda) = \lambda^\alpha \quad (2.12)$$

Dabei kann der Exponent α frei gewählt werden. Typische beobachtete Werte für α liegen bei etwa -0.2 in dem hier relevanten Wellenlängenbereich. Dieser Wert wurde von Malkan (1988) bei einer Untersuchung des ionisierenden Kontinuums von Quasaren ermittelt und von Barvainis (1990) erfolgreich angewandt.

Es ist problematisch den reinen AGN-Beitrag zur SED zu messen, da gewöhnlich immer mehrere Komponenten zu dem Kontinuum beitragen, wie man z.B. gut in der spektrale Dekomposition von QSOs von Barvainis (1990) sieht. Auch kann der AGN-Beitrag in mehrere Komponenten wie z.B. Balmer-Kontinuum und UV-Schwarzkörper (mit $T \approx 26\,000$ K) (Edelson & Malkan 1986) unterteilt werden. Aufgrund des schmalen Wellenlängenbereichs und der in Barvainis (1990) demonstrierten erfolgreichen Dekomposition wurde der zuerst erwähnte Ansatz, mit einer einfachen Exponentialfunktion und einem Exponenten von -0.20, gewählt.

Sanders et al. (1989) spekulieren über die Ursachen der AGN-Kontinuums-Strahlung. Sie schlagen vor, daß die das UV-Licht dominierende Strahlung von einer Akkretionsscheibe stammt, während die das Infrarot dominierende Strahlung von den weiter außen gelegenen Teilen dieser Scheibe (0.1 pc - 1 kpc) stammt und von aufgeheiztem Staub emittiert wird.

2.3 Das dynamische Modell 3DMod

Zur besseren Analyse der mm-Interferometrie-Daten dient das dynamische Modell 3DMod. Dabei werden 3-dimensionale räumliche Modelle der Intensitätsverteilung, des Geschwindigkeitsfelds und der Geschwindigkeitsdispersion entsprechend der beobachteten Inklination und des Positionswinkels der Galaxie gedreht und miteinander verknüpft, so daß man einen Modellkubus erhält, der 2 räumliche und eine spektrale Achse besitzt (Abb. 2.6). Da der Modellkubus mit der gleichen räumlichen und spektralen Auflösung wie der entsprechende Datenkubus erzeugt werden kann, ist ein direkter Vergleich zwischen beiden möglich. Dadurch kann man unterscheiden, welche Teile des molekularen Gases der Rotation der Galaxie folgen und welche nicht (Abb. 2.8). Diese Dekomposition erlaubt eine getrennte Untersuchung der Verteilung der einzelnen Komponenten der Gasemission.

2.3.1 Die Erzeugung der 3-dimensionalen räumlichen Kuben

Um die Handhabung der Modellierung einfacher zu gestalten, wird zu Beginn des Programms eine Pixelskala gewählt, damit die Größen der einzelnen Komponenten in Bogen Sekunden angegeben werden können.

2.3.1.1 Die Intensitätsverteilung

3DMod bietet im wesentlichen zwei Möglichkeiten, die Intensitätsverteilung zu modellieren. Zum einen können (a) die einzelnen Komponenten durch geometrische Körper beschrieben werden oder (b) die beobachtete zweidimensionale Intensitätsverteilung in eine dreidimensionale übersetzt werden.

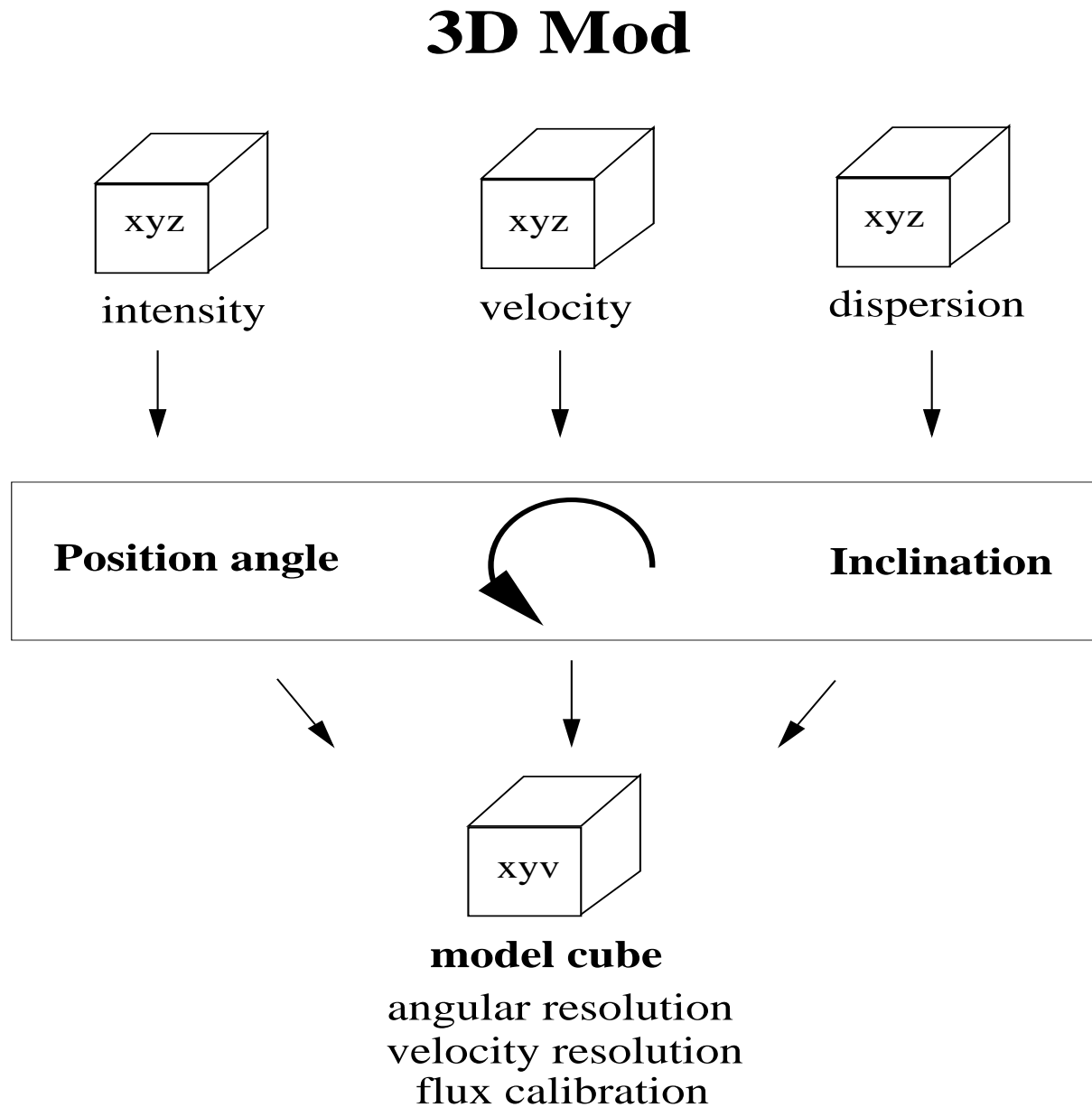


Abbildung 2.6: Flußdiagramm zur Erzeugung der 3-dimensionalen Datenkuben in 3DMod. Zunächst werden die Verteilungen von Flußdicke, Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsdispersion in die Modellebene eines 3-dimensionalen Datenkubus geladen. Dabei besteht die Möglichkeit den Verteilungen eine Dicke (bzw. im Fall der Flußdicke und Geschwindigkeitsdispersion eine eigene Verteilung) in z-Richtung zu geben. Als nächster Schritt werden Inklination und Positionswinkel angebracht. Um dem vektoriellen Charakter des Geschwindigkeitsfelds Rechnung zu tragen, wird der skalare Geschwindigkeitskubus entsprechend der Inklination vor der Transformation korrigiert (weitere Einzelheiten s. Text). Für die Geschwindigkeitsdispersion wird lokale Isotropie angenommen. Im letzten Schritt werden die drei transformierten Datenkuben gemäß Gleichung 2.31 zu einem xyv-Kubus vereinigt. Diese Vereinigung erfolgt unter Berücksichtigung der erwünschten spektralen und Winkelauflösung sowie der Erhaltung des Gesamtflusses.

(a) Geometrische Körper: Die Intensitätsverteilung der wichtigsten Komponenten des molekularen Gases in Spiralgalaxien kann durch relativ einfache Formen angenähert werden. Diese Formen werden aus Abwandlungen einer zwei- bzw. dreidimensionalen Gaußverteilung erzeugt. Eine auf dem Ursprung zentrierte oblate Gaußverteilung kann zum Beispiel die Galaxienscheibe repräsentieren. Balken (s. auch unten) können durch prolate Gaußkomponenten dargestellt werden. Einzelne 'Giant Molecular Clouds' (GMCs) sind durch, im Vergleich zu den Scheiben und Balken, kleine vom Ursprung entfernte Gaußkugeln darstellbar. Die CO-Linienemission des molekularen Gases ist oft ringförmig verteilt. Um dies zu modellieren, wird eine vom Ursprung verschobene radiale 2-dimensionale Gaußkurve um den Ursprung rotiert, und noch zusätzlich mit einer gaußförmigen Verteilung in der dritten Achse versehen. Es ist möglich, gleichzeitig zwei solcher Komponenten mit einem gegebenen Verhältnis beider Maximalwerte zueinander zu erzeugen. Desweiteren können die Gaußringe auch nur aus radialen Segmenten bestehen, wie man es zum Teil tatsächlich beobachtet. Diese einzelnen Komponenten können beliebig zusammengesetzt werden, um die beobachtete Intensitätsverteilung möglichst genau zu modellieren.

(b) 2-Dimensionale Intensitätsverteilung: Um ein 3-dimensionales Modell erzeugen zu können, das in seiner am Himmel projizierten Form der beobachteten, im allgemeinen nicht achsensymmetrischen, Intensitätsverteilung möglichst nahe kommt, wurde ein spezielles Verfahren entwickelt, daß insbesondere zur Modellierung von Scheibengalaxien geeignet ist. Bei dieser Methode wird die Summenkarte des Linienflusses (0. Moment) als Ausgangsmodell gewählt. Damit man die tatsächliche 3-dimensionale Intensitätsverteilung erhält, wird diese Karte zunächst mit dem Lucy-Algorithmus (Lucy 1974; s. auch Anhang A und C.2) und ihrem CLEAN-Beam (s. Anhang A) entfaltet. Dadurch erhält man zunächst ein räumlich hochaufgelöstes Abbild der am Himmel projizierten Intensitätsverteilung, welches später (nach der Deprojektion und entsprechender Transformation des Kubus (s.u.)) wieder zurückgefaltet wird. Durch dieses Verfahren werden bei unerwünschte Deprojektionseffekte minimiert. Um die Verteilung in der Galaxienebene zu erhalten, muß diese Karte noch deprojiziert werden. Dazu wird die große Halbachse entsprechend ihres Positionswinkels PA zurückgedreht und für die Inklination i nach folgender Beziehung in Richtung der kleinen Halbachse korrigiert:

$$f'(x, y) = f(x, y)/\cos(i) \quad (2.13)$$

Diese entfaltete, deprojizierte, 2-dimensionale Karte wird nun in den Modellkubus geladen, wobei noch eine sinnvolle Ausdehnung in der Höhe (z) angebracht wird. Dabei muß bei der Deprojektion berücksichtigt werden, daß der gesamte beobachtete Fluß erhalten bleibt.

2.3.1.2 Das Geschwindigkeitsfeld für rotierende Scheiben

Für das Geschwindigkeitsfeld von Scheibengalaxien wird angenommen, daß sich der Beitrag der Geschwindigkeit nicht mit der Höhe (z) über der Galaxie ändert. Die vereinfachende Annahme geht davon aus, das zumindest für kleine Werte von (z) das Gas noch mit dem Scheibengas bei ($z=0$) dynamisch gekoppelt ist, wie zum Beispiel über Stoßwechselwirkung zwischen einzelnen molekularen Wolken und Klumpen. Um aus der

Rotationskurve das Geschwindigkeitsfeld zu erzeugen, liest man eine als Funktion des Radius r ["] tabellierte Geschwindigkeit v [km/s] als Rotationskurve ein. Dies kann zum einen eine analytische Rotationskurve sein, die durch eine Beziehung zwischen r und v beschrieben ist, oder zum anderen die direkt gemessene Rotationskurve. Dabei wird zwischen den einzelnen, dicht zusammen liegenden, radialen Punkten linear interpoliert. Zwischen dem Ursprung, für den zunächst eine Geschwindigkeit mit dem Betrag 0 angenommen wird, und dem ersten Meßpunkt erfolgt ebenfalls eine Interpolation, unter der Annahme, daß die Geschwindigkeit stetig ist. Diese Annahme erlaubt besonders den Einfluß von kompakten zentralen Massen auf das Geschwindigkeitsfeld aus den beobachteten Daten heraus zu arbeiten. Falls der letzte angegebene Punkt im radialen Abstand kleiner als der zu modellierende räumliche Ausschnitt ist, wird die letzte Geschwindigkeit beibehalten, also als konstant angenommen.

Bei der Inklination ändert sich der Betrag der Geschwindigkeit abhängig von der Position eines Punkts. Da das erzeugte Geschwindigkeitsfeld nur skalar ist und die Richtungsvektoren der Geschwindigkeit nicht im Datenkubus enthalten sind, werden die einzelnen Beträge entsprechend der Inklination i und des Winkelabstands ϕ von der kinematischen großen Achse in der Galaxienebene nach folgender Beziehung korrigiert (s. auch van der Kruit & Allen 1978; s. 5.4):

$$v'(x, y) = v(x, y) \times \cos(\phi) \times \sin(i) \quad (2.14)$$

Hierbei wird durch $\cos(\phi)$ die Komponente des Geschwindigkeitsvektors mit dem Betrag $v(x, y)$ ermittelt, die gewichtet mit $\sin(i)$ die radiale Geschwindigkeit ergibt. Dadurch ist sichergestellt, daß bei der Transformation des 3-dimensionalen Kubus (also der Korrektur der Pixelkoordinaten entsprechend der Inklination und Rotation) der korrekte radiale Geschwindigkeitswert für jeden später an den Himmel projizierten Punkt im 3-dimensionalen Modell aufgeführt wird. Um die Tatsache zu berücksichtigen, daß die beobachteten Geschwindigkeitsfelder nicht immer symmetrisch um die oft unabhängig aus anderen Daten eingeführte systematische Geschwindigkeit v_{sys} liegen, kann das geeignete Geschwindigkeitsfeld noch um einen entsprechenden Versatz korrigiert werden.

2.3.1.3 Die Geschwindigkeitsdispersion

Aufgrund der thermischen Linienbreite, Turbulenzen, gravitativer Wechselwirkung einzelner Molekülwolken untereinander sowie des Einflusses äußerer Energiequellen besitzt das molekulare Gas an jedem Ort eine Geschwindigkeitsdispersion σ . Zusätzliche geometrische Effekte, die eine scheinbare Geschwindigkeitsdispersion in den Meßdaten hervorrufen (endliche Scheibendicke und endlicher Winkeldurchmesser des Beams) werden in 5.9 behandelt. Um diese Effekte zu modellieren, kann man eine geometrische Verteilung der Dispersion annehmen

Es wird eine Geschwindigkeitsdispersion für den Ursprung angenommen, die dann in allen drei räumlichen Richtungen exponentiell abfällt und lokal isotrop ist. Dabei kann sowohl die Höhe der Dispersion A am Ursprung als auch der Exponent α gewählt werden:

$$\sigma(x, y, z) = A \times r(x, y, z)^{-\alpha} \quad (2.15)$$

$r(x, y, z)$ ist der radiale Abstand vom Ursprung. Diese Methode empfiehlt sich, um Z.B. den Übergang zwischen hohen nuklearen Geschwindigkeitsdispersionen und den niedrigeren Dispersionen in der Scheibe zu beschreiben oder eine ortsunabhängige Geschwindigkeitsdispersion zu erzeugen.

Als kleinster Wert für einzelne Wolken wird 10 km/s angesetzt. Zusätzlich wird vereinfachend angenommen, daß das Dispersionsfeld skalar ist, also für jeden Punkt eine isotrope Geschwindigkeitsdispersion vorliegt, und das Profil der Geschwindigkeitsdispersion einer Gaußverteilung entspricht. Die Angabe der Geschwindigkeitsdispersion erfolgt über die FWHM der Verteilung.

2.3.1.4 Der Balken als Sonderfall

Bei der Modellierung eines Balkens kann man für die Intensitätsverteilung und Geschwindigkeitsdispersion wie oben beschrieben vorgehen. Allerdings verhält sich das Geschwindigkeitsfeld eines Balkens anders. In grober Näherung zeigen die Geschwindigkeitsvektoren entlang des Balkens in Richtung des Zentrums (s. Abbildungen in Athanassoula 1992b). Sie sind also radial und stehen somit senkrecht auf den Vektoren der zirkularen Rotation. Um dieses Feld zu modellieren, nimmt man vereinfachend eine konstante Geschwindigkeit an. Zusätzlich muß der Positionswinkel PA_{bar} , den der Balken mit der großen kinematischen Achse der übrigen rotierende galaktischen Scheibe einschließt, mit einbezogen werden.

Bei der Inklination muß, wie oben erwähnt, der vektoriellen Charakter des Geschwindigkeitsfelds berücksichtigt werden. Dazu korrigiert man im Falle des radialen Geschwindigkeitsfelds mit folgender Beziehung:

$$v'_{bar}(x, y) = v_{bar}(x, y) \times \cos(90^\circ - PA_{bar}) \times \sin(i) \quad (2.16)$$

D.h., man sieht die Flußgeschwindigkeit und den Einfluß des Balkens am besten, wenn dieser entlang der kleinen kinematischen Achse orientiert ist.

2.3.1.5 Radiale Geschwindigkeiten

Zu dem zweidimensionalen Geschwindigkeitsfeld kann eine radiale Geschwindigkeitskomponente in der Scheibenebene hinzugefügt werden (Expansion, Kontraktion). Dies ist für die in dieser Arbeit vorgenommenen Anwendungen ausreichend, da Gasscheiben immer deutlich ausgedehnter in der Scheibenebene als senkrecht dazu sind (Binney 1992) und die maximale Auflösung in der Höhe durch die räumliche Auflösung der Daten bestimmt wird. Daher würden sich radiale Geschwindigkeiten entlang der z-Achse weitestgehend heraus mitteln. Die radiale Geschwindigkeit wird bis zu einem bestimmten Radius angewandt und dahinter auf den Wert 0 gesetzt.

Die radiale Geschwindigkeitskomponente wird gleichzeitig mit der Inklinationskorrektur bei der Transformation des Geschwindigkeitskubus angebracht. Für zum Zentrum einfallendes Material ist die radiale Geschwindigkeit $v_{rad} < 0$ und für expandierendes Material > 0 . Die radiale Komponente wird folgendermaßen um die Inklination i korrigiert, um den vektoriellen Charakter des Geschwindigkeitsfelds zu erhalten:

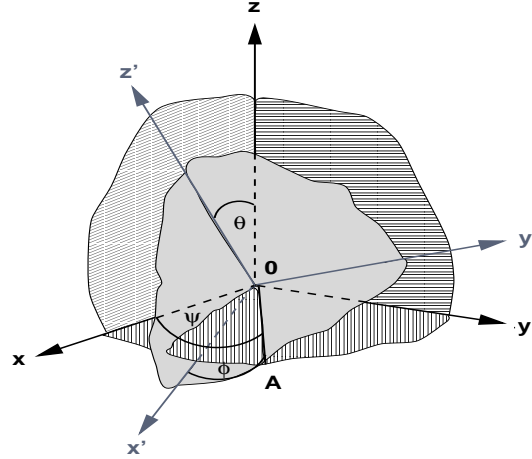


Abbildung 2.7: Darstellung der Eulerwinkel. Die Winkel ϕ , ψ und θ beschreiben die Drehung des $x'y'z'$ -Koordinatensystems gegenüber dem xyz -Koordinatensystem im Raum.

$$v'_{rad}(x, y) = v_{rad}(x, y) \times \sin(\Phi) \times \sin(i) \quad (2.17)$$

Dabei ist Φ der Winkelabstand von der großen kinematischen Achse. Die so korrigierte radiale Geschwindigkeit wird zu der ebenfalls korrigierten Rotationsgeschwindigkeit hinzu addiert.

2.3.2 Die Transformation oder Rotation

Die Rotation um Inklination i und Positionswinkel PA entspricht einer Transformation des Koordinatensystems. Mit Hilfe der drei Eulerwinkel kann man die alten Koordinaten (x, y, z) in das neue gedrehte Koordinatensystem (x', y', z') überführen. Die Eulerwinkel (s. Abb. 2.7) sind der Nutationswinkel θ zwischen den positiven Richtungen der z -Achse und der z' -Achse des gedrehten Kubus, der Präzessionswinkel ψ zwischen der x -Achse und der Schnittgeraden OA der x, y -Ebene und der x', y' -Ebene und der Winkel ϕ der reinen Drehung zwischen der Geraden OA und der x' -Achse (Bronstein & Semendjajew 1975). Zur Transformation muß man die neuen Einheitsvektoren x' , y' und z' , die von den Sinus und Cosinus der Eulerwinkel abhängen errechnen. Die Eulerwinkel θ , ψ und ϕ und die neuen Einheitsvektoren x' , y' und z' hängen folgendermaßen verknüpft durch die Richtungscosinus $(\cos(\alpha_1), \cos(\beta_1), \cos(\gamma_1), \cos(\alpha_2), \dots)$ zusammen:

Für die Sinus und Cosinus der Eulerwinkel

$$c1 = \cos \theta \quad ; \quad s1 = \sin \theta \quad (2.18)$$

$$c2 = \cos \psi \quad ; \quad s2 = \sin \psi \quad (2.19)$$

$$c3 = \cos \phi \quad ; \quad s3 = \sin \phi \quad (2.20)$$

erhält man folgende Richtungscosinus

$$\cos(\alpha_1) = c2 \times c3 + c1 \times s2 \times s3 \quad (2.21)$$

$$\cos(\alpha_2) = s2 \times c3 - c1 \times c2 \times s3 \quad (2.22)$$

$$\cos(\alpha_3) = s1 \times s3 \quad (2.23)$$

$$\cos(\beta_1) = c2 \times s3 - c1 \times s2 \times c3 \quad (2.24)$$

$$\cos(\beta_2) = -s2 \times s3 + c1 \times c2 \times c3 \quad (2.25)$$

$$\cos(\beta_3) = s1 \times c3 \quad (2.26)$$

$$\cos(\gamma_1) = s1 \times s3 \quad (2.27)$$

$$\cos(\gamma_2) = -s1 \times c2 \quad (2.28)$$

$$\cos(\gamma_3) = c1 \quad (2.29)$$

Dabei sind α_1, β_1 und γ_1 die Winkel zwischen der neuen x'-Achse und den alten Achsen des nicht gedrehten Koordinatensystems. Die neuen gedrehten Koordinaten lassen sich dementsprechend von den alten Koordinaten mit Hilfe folgender Transformationsdeterminante ableiten:

$$\Delta = \begin{vmatrix} \cos(\alpha_1) & \cos(\beta_1) & \cos(\gamma_1) \\ \cos(\alpha_2) & \cos(\beta_2) & \cos(\gamma_2) \\ \cos(\alpha_3) & \cos(\beta_3) & \cos(\gamma_3) \end{vmatrix} = 1 \quad (2.30)$$

Da durch Rundungsfehler der Abstand zwischen zwei Punkten auf einer Achse im neuen gedrehten Koordinatensystem um bis zu einem Faktor $\sqrt{3}$ -mal größer sein kann, erfolgt die Transformation in einem 2 - 5-mal feinerem Gitter, um das neue Gitter hinreichend genau abtasten zu können und keine Leerstellen zu erhalten. Dabei gibt es zwei Methoden: **(a) Nächste ganze Zahl ('Next Integer')**: Bei dieser Methode wird der gesamte Betrag der alten Koordinate auf diejenige neue Koordinate geschrieben, die der transformierten alten Koordinaten am nächsten liegt. Bei dieser Methode wird die Verteilung bei ungenügender Gitterauflösung nicht völlig glatt und stetig.

(b) Lineare Interpolation: Hierbei wird der Betrag an der alten Koordinate zusätzlich auf die nächsten acht Nachbarkoordinaten des transformierten Koordinatenwerts (entsprechend ihrem Abstand zu den neuen Koordinatenzentren gewichtet) verteilt.

Während der Analyse empfiehlt es sich daher die Modelle mit Methode (a) zu testen, und das endgültige Modell dann mit Methode (b) zu erstellen.

2.3.3 Die Erzeugung des Modellkubus

Die drei räumlichen Kuben werden nun zusammen in einem einzigen Modellkubus mit zwei räumlichen Achsen (entsprechend den Himmelsachsen) und einer spektralen Achse umgerechnet. Dazu wird entlang der Sichtlinie aufintegriert und so die spektrale Achse erzeugt. Hierbei wird Selbstabschattung der Molekülwolken untereinander als vernachlässigbar angenommen. Die Auflösung der spektralen Achse wird entsprechend der Auflösung

des beobachteten Datensatzes gewählt. Aus den drei Kuben wird nun für jedes räumliche Pixel in der Himmelsebene die zentrale Geschwindigkeit ermittelt und der Fluß des Pixels entsprechend der aus der Geschwindigkeitsdispersion resultierenden Linienbreite in die spektralen Auflösungselemente verteilt. Um die Linienbreite ausreichend abzutasten, wird abhängig von der Linienbreite die Linie in 5 - 10 Subelemente unterteilt. Die spektrale Kanalbreite Δv ist also die Summe der Subelemente δv ($\sum_{i=1}^n \delta v = \Delta v$). Dabei wird jede einzelne Position der Subelemente mit der Dispersion an dieser Stelle entsprechend einer Gaußkurve multipliziert. Dies geschieht mittels folgender Beziehung:

$$M(x, y, v) = \int_{-z}^{+z} \sum_{i=1}^n \frac{F(x, y, z)}{2\pi \times \sigma(x, y, z)} \times \frac{1}{2} \left(e^{-\frac{(V'(\delta v_n) - V(x, y, z))^2}{2\sigma(x, y, z)^2}} + e^{-\frac{(V'(\delta v_{n-1}) - V(x, y, z))^2}{2\sigma(x, y, z)^2}} \right) dz \quad (2.31)$$

Hierbei ist $M(x, y, v)$ der Modellkubus mit zwei räumlichen Achsen und einer spektralen. Die Kuben der Intensitätsverteilung, des Geschwindigkeitsfelds und der Geschwindigkeitsdispersion sind $F(x, y, z)$, $V(x, y, z)$ und $\sigma(x, y, z)$. $V'(\delta v)$ stellt die Zentralgeschwindigkeit der Subelemente der Linienbreite dar. Man integriert also entlang der z-Achse unter Berücksichtigung der Linienbreite (Dispersion ist nur FWHM) den Fluß auf und teilt ihn entsprechend der Geschwindigkeit (bzw. spektralen Auflösung) auf.

2.3.4 Faltung des Kubus und Flußkalibration

Da die beobachteten Daten eine niedrigere räumliche Auflösung als das Modell haben, muß das Modell gefaltet werden. Dazu wird der Datenkubus mit einer 3-dimensionalen Gaußverteilung, die in den räumlichen Richtungen die erwünschte Winkelauflösung besitzt und in der spektralen Richtung unaufgelöst ist, gefaltet.

Zur Flußkalibration wird ein Faktor angebracht, der den gesamten Fluß in dem Modellkubus gleich dem Fluß in der 2-dimensionalen Ausgangskarte setzt. Der daraus resultierende Modellkubus kann direkt mit dem gemessenen Datenkubus verglichen werden.

2.3.5 Typische Anwendung von 3DMod

Der (x, y, v) -Modellkubus kann wie der Datenkubus behandelt werden. Es können also neben den Momenten und pv-Diagrammen auch die einzelnen Kanalkarten dargestellt werden, was ein entscheidender Vorteil gegenüber den Ausgabedaten anderer existierender Modellprogramme ist.

Als weitere Vorgehensweise empfiehlt sich der direkte Vergleich zwischen dem Modellkubus und dem Datenkubus. Im Folgenden werde ich die zur Analyse der PDBI-Daten verwendete iterative Methode beschreiben.

Um den Fluß, der nicht an der zirkularen Rotation der Galaxie teilnimmt, zu finden, wird zunächst angenommen, daß die gesamte beobachtete Gasemission an der zirkularen Bewegung teilnimmt. Die Differenz zwischen Modellkubus und Datenkubus weist nun sich gegenseitig entsprechende positive und negative Residuen auf, die zeigen, für welche Komponenten der Gasemission diese Annahme nicht gerechtfertigt ist. Da man im allgemeinen fordern kann, daß für alle Komponenten der integrale Fluß an jeder Stelle positiv ist, muß

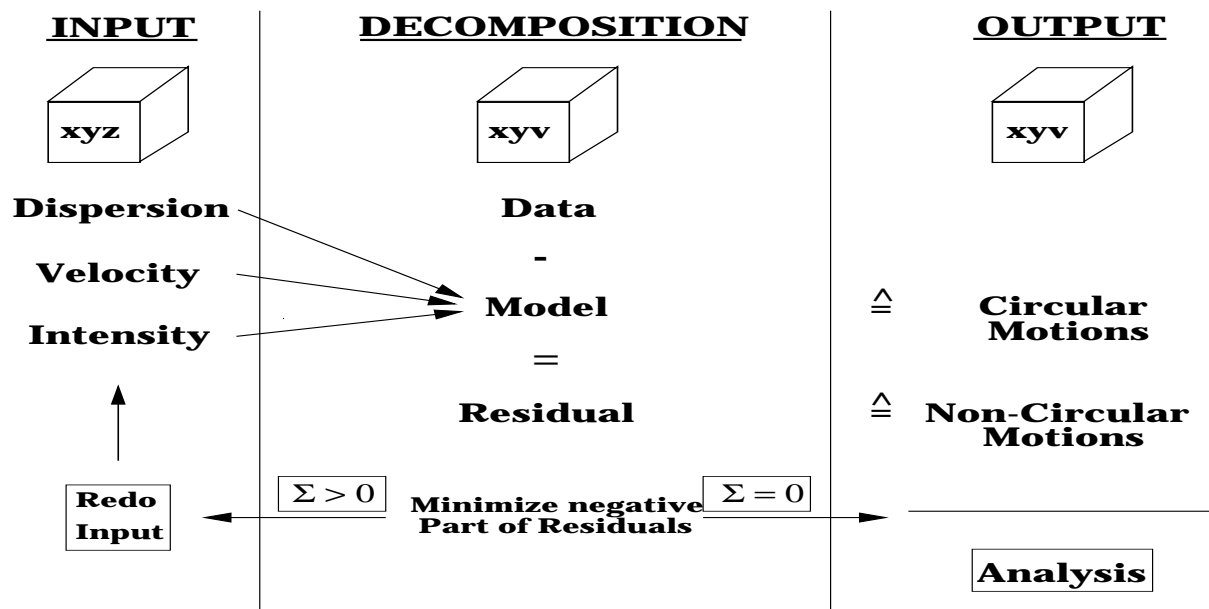


Abbildung 2.8: Flußdiagramm zur Anwendung von 3DMod. Ausgangspunkt (Input) sind die Modellvorgaben für die Verteilung von Intensität, Geschwindigkeit und Geschwindigkeitsdispersion in 3DMod. Zur Dekomposition der Intensität in Komponenten von reiner zirkularer sowie reiner nicht-zirkularer Bewegung wird von dem xyv-Datenkubus der xyv-Modellkubus abgezogen. Die Verteilung der negativen sowie der positiven Residuen beschreibt an welchen Positionen, die Annahme reiner zirkularer Bewegung nicht erfüllt ist. Zur Korrektur werden die negativen Residuen (Σ) zur Ausgangsverteilung der Intensität des Modells addiert. Dabei werden nur Residuen berücksichtigt deren Betrag größer als der Betrag des negativen Rauschens an der entsprechenden Position ist. Nach erfolgreicher Minimierung der negativen Residuen stellt der Modellkubus die reine zirkulare Komponente und der Kubus der Residuen die reine nicht-zirkulare Komponente der Intensität dar, die nun getrennt analysiert werden können.

eine Korrektur an den Stellen angebracht werden, an denen negative Residuen auftreten. Dazu wird der negative Teil des Differenzkubus spektral aufaddiert, der integrale negative Anteil des Rauschen subtrahiert, und anschließend das Inverse von der Ausgangskarte abgezogen, die den gesamten integralen Linienfluß beinhaltet. Diese neue Ausgangskarte enthält nun nur noch Flußbeiträge von sich zirkular bewegenden Komponenten. Mit ihr wird, wie vorher beschrieben, ein neuer (x, y, v) -Modellkubus erzeugt. Dieser enthält nunmehr nur noch $(100 - x)\%$ des Gesamtflusses, wobei die $x\%$ Fluß von Komponenten stammen, die nicht an der zirkularen Rotation teilnehmen. Damit ist die Dekomposition in zirkulare und nicht-zirkulare Komponenten erfolgt und man kann nun getrennt ihre räumliche Verteilung und ihren Beitrag zum Gesamtfluß untersuchen.

2.4 Warps und Balken

Die Gasbewegung in den zentralen (10 - 300)pc von Seyfert-Galaxien ist bis jetzt nicht ausführlich untersucht worden. Die Besonderheit dieser Region ist, daß die Annahme einer dünnen Gasscheibe, deren Dicke vernachlässigt werden kann, nicht mehr unbedingt gerechtfertigt ist. Theoretische Untersuchungen des gravitativen Wechselspiels zwischen Balken- und Bulgepotential zeigen, daß Sterne in der Grenzregion anfangen Bewegungen in vertikaler Richtung auszuführen (z.B. Pfenniger 1984, Combes et al. 1990, Ollé & Pfenniger 1998). Ob dies ebenfalls für das Gas zutrifft ist nicht genau bekannt, da die meisten Rechnungen nicht die erforderliche räumliche Auflösung besitzen und interferometrische Beobachtungen dieser Region erst seit kurzer Zeit möglich sind. (Z.B. kann PdBI seit dem Wintersemester 1995/1996 Beobachtungen mit räumlichen Auflösungen $< 1''$ durchführen, für OVRO und BIMA gelten etwa die gleichen Zeiträume.) Im Folgenden werden, die wichtigsten Beobachtungsergebnisse und Theorien für Warps (präzessierende Wölbung einer Scheibe) und Balken kurz zusammengefaßt.

2.4.1 Warps

Warps werden sowohl in den Scheiben von Spiralgalaxien (siehe z.B. Abb. 2.9) als auch in Akkretionsscheiben um AGNs und junge Sterne beobachtet (s. auch Übersichtsartikel von Binney 1992). Ein Warp ist eine Wölbung oder Biegewelle in der normalerweise planaren Scheibe, die dabei noch präzessieren kann. Allgemein gilt für Warps, daß der Drehimpulsvektor der äußeren Scheibe nicht mit demjenigen der inneren Scheibe übereinstimmt. Da selbst stellare galaktische Scheiben sehr dünn (Höhe:Radius ≈ 0.02) und Gasscheiben sogar noch dünner sind, können selbst kleine Abweichungen von einer planaren Geometrie sehr gut beobachtet werden (Binney 1992). Die Scheibe der Milchstraße zeigt in ihren äußeren Teilen Warps, die im Norden bis zu 3 kpc über die Ebene und im Süden immerhin noch bis zu 1 kpc ansteigen (Henderson et al. 1982). In der Nachbargalaxie M33 wölbt sich die Scheibe derart, daß sie an mehreren Stellen unsere Sichtlinie zweimal kreuzt (Rogstad et al. 1976). Der Warp beginnt in dieser Galaxie bei einem radialen Abstand vom Nukleus von etwa 6 kpc und erreicht bei etwa 10 kpc eine Inklination von $\sim 40^\circ$ relativ zur mittleren Lage der Scheibe.

Beobachtungen von Galaxien in der HI-Linie zeigen, daß Warps sowohl in der lokalen

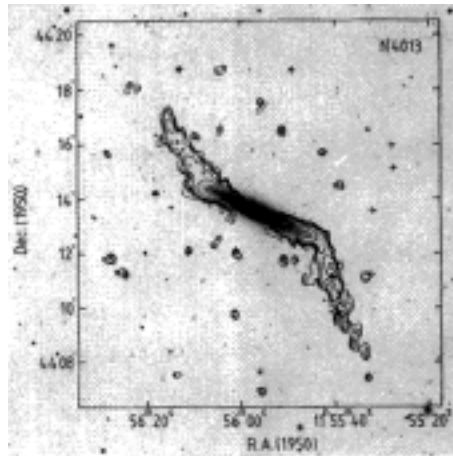


Abbildung 2.9: Beispiel für eine gewölbte Galaxienscheibe: Der Warp in der Galaxie NGC 4013 (Abb. 4 von Bottema 1995). Dargestellt ist die HI-Linienemission in Konturlinien auf einer optischen Aufnahme der Galaxie. Die Verteilung des neutralen Wasserstoffgases ist ein deutliches Anzeichen für eine gewölbte Scheibe. Die Wölbung setzt am Ende der optischen Scheibe ein und erstreckt sich in große Höhen über die galaktische Scheibe. Konturen sind 1σ , 2σ , 3σ , 5σ , 10σ und 20σ , wobei σ das Rauschniveau der Messung bei einer Säulendichte von 2.44×10^{19} H-Atomen cm^{-2} darstellt.

Gruppe als auch in weiter entfernten externen Galaxien beobachtet werden (Sancisi 1976, Bosma 1978).

Eine systematische Untersuchung an 12 Galaxien mit Warps (Briggs 1990) zeigt, daß die HI-Scheiben sich erst außerhalb der optischen Scheibe wölben. Dennoch sind auch stellare Warps beobachtet worden (van der Kruit 1979, Sandage & Humphreys 1980). Eine neue statistische Studie im Optischen (Reshetnikov & Combes 1998) weist nach, daß etwa die Hälfte aller Galaxien Warps aufzeigen. Die Autoren spekulieren, daß die Warps durch die Wechselwirkung zwischen benachbarten Galaxien hervorgerufen bzw. verstärkt werden können.

Als Ursache für diese Warps werden die galaktischen Halos, in denen die Spiralgalaxien eingebettet sind, angesehen. Warps können sich nur bilden, wenn eine Kraftkomponente fast senkrecht auf die Scheibe einwirkt, so daß sich ein Drehmoment bildet, das die Lage des Drehimpulsvektors ändert. Dieses Drehmoment kann durch ein achsensymmetrisches Potential (dargestellt durch das Halo der Galaxie) hervorgerufen werden, dessen Rotationsachse nicht genau mit der Rotationsachse der Scheibe übereinstimmt. Auch kann auf das Halo einfallendes Material das Potential so ändern, daß ein entsprechendes Drehmoment entsteht. Eine ausführliche Diskussion ist in den Abschnitten 3 - 8 von Binney (1992) gegeben.

Neben diesen großskaligen Warps sind auch Warps in Akkretionsscheiben um die zentralen Objekte in AGNs, also in den inneren 2 pc, beobachtet worden (NGC 4258 von Miyoshi et al. 1995, Herrnstein et al. 1996, NGC 1068 von Greenhill & Gwinn 1997, Galimore et al. 1997). Dies ist durch die Beobachtung von Masern und Radiokontinuum im Winkelauflösungsbereich von 1 - 10 mas mit dem VLBA ('Very Large Baseline Array')

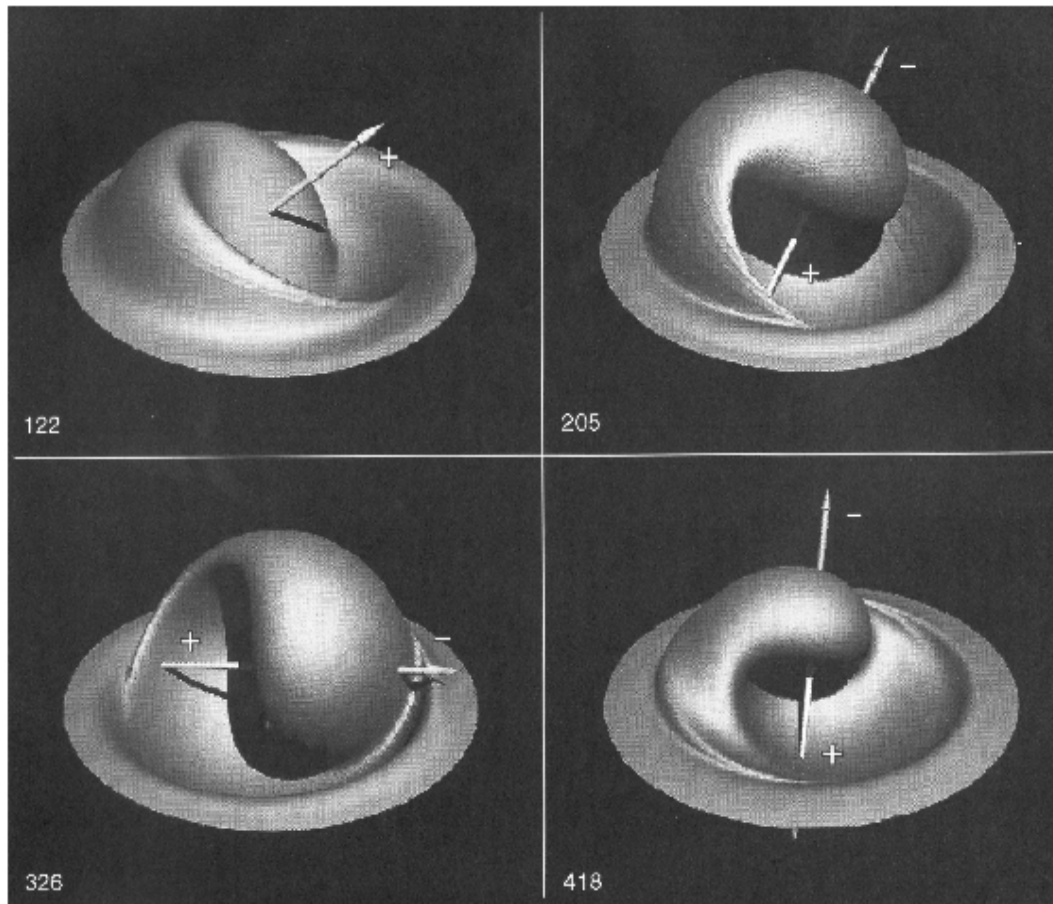


Abbildung 2.10: Warps in nuklearen Akkretionsscheiben. Dargestellt ist die Entwicklung einer nuklearen Akkretionsscheibe zu vier verschiedenen Zeitpunkten (122 - 418; s. Pringle (1997)). Zur besseren Veranschaulichung ist die Scheibe von außen beleuchtet, und die Radien sind logarithmisch dargestellt worden. Der äußerste Radius entspricht $\log(R) = 4$. Die Wölbungsinstabilität setzt bei $\log(R) = 3$ ein.

geschehen.

Pringle (1996) hat als Mechanismus für diese Warps den Strahlungsdruck der zentralen Quelle angeführt. Dabei stützt er sich auf folgende Überlegungen von Petterson (1977): Die Oberfläche einer gewölbten Akkretionsscheibe wird von der zentralen Strahlungsquelle in ungleichmäßiger Weise beleuchtet. Für den Fall, daß die Scheibe optisch dick ist, wird die an einem Punkt empfangene Strahlung von der gleichen Stelle senkrecht zur Scheibe wieder abgestrahlt. Durch den damit verbundenen Strahlungsdruck entsteht eine ungleiche Verteilung der Kräfte, die auf die Scheibenoberfläche wirken. In Verbindung mit dem Radiusvektor, der die Position beschreibt, an der die Kraft senkrecht auf die Scheibe wirkt, ergibt sich daraus ein Drehmoment, das ähnlich wie im Fall eines Kreisels den Drehimpuls ändert. Pringle (1996) zeigt, daß dieser Effekt sogar eine anfänglich flache Scheibe wölbt. Der Warp kann so stark sein, daß es zu Selbstabschattungen der Scheibe kommen kann (Abb. 2.10). Diese Selbstabschattung limitiert solange nicht die Neigung,

bis die zentrale Region der Scheibe sich so weit gedreht hat, daß sie fast entgegengesetzt zur ursprünglichen Scheibe rotiert (Pringle 1997). Dadurch sind nur noch zwei Kegel mit leicht unterschiedlichen Öffnungswinkeln zu beobachten. Der Autor weist darauf hin, daß die lokale Wölbung dennoch relativ klein ist (\sim Radius), obwohl die gesamte Wölbung über 90° hinausgeht. Typische Akkretionsscheiben in AGNs können bei Radien ≥ 0.02 pc anfangen, sich zu wölben. Dieses Szenario könnte den im vereinheitlichenden Modell ('Unified Scheme') vorhandenen molekularen Torus durch eine dünne gewölbte Scheibe ersetzen, wie es schon von Phinney (1989) vorgeschlagen wurde.

Da Warps also in der zentralen Kernregion (< 1 pc) und in den äußeren Teilen der Galaxienscheibe (> 1 kpc) wichtig sind, besteht Grund zu der Annahme, daß Warps auch für den noch wenig untersuchten und beobachtungstechnisch erst jetzt zugänglichen Bereich um < 300 pc von Bedeutung sind.

2.4.2 Ursachen für die Wölbung

In den folgenden Abschnitten werden verschiedene Ursachen für Warps diskutiert. Ihre Wirkung auf die Gasscheiben in NGC 3227 und NGC 1068 wird in den Tab. 5.4 und 8.2 zusammenfassend abgeschätzt.

Damit ein Warp erzeugt wird, muß die Gasscheibe durch die Einwirkung eines Drehmoments aus der Galaxienebene gedreht werden. In den inneren paar hundert Parsec wirken verschiedene Mechanismen, die ein Drehmoment ausüben. Dies sind im wesentlichen der Gasdruck im Ionisationskegel, der Strahlungsdruck des Radiojets, das Gravitationsfeld vereinzelter Komplexe von Molekülwolken und ein achsensymmetrisches galaktisches Potential (z.B. dargestellt durch das Halo des Bulges, d.h. der zentralen Verdickung von Galaxien).

Allgemein gilt für das Drehmoment M folgende Beziehung:

$$|\vec{M}| = |\vec{F} \times \vec{l}| = |\vec{F}| \cdot l \cdot \sin(\psi) \approx p \cdot A \cdot l \quad (2.32)$$

Die Näherung gilt für den Fall, daß die Kraft \vec{F} etwa senkrecht auf dem Kraftarm \vec{l} steht, d.h., daß der Winkel ψ zwischen beiden Vektoren etwa 90° beträgt. Zusätzlich kann man die Kraft auch durch einen Druck p auf die lokale Scheibenfläche A beschreiben. Damit kann man das Drehmoment in Beziehung zum Druck betrachten.

Im Folgenden werde ich die Abschätzung der einzelnen Drehmomente für die oben erwähnten Mechanismen, sowie die dazugehörigen Beobachtungsgrößen, beschreiben.

Warp durch achsensymmetrisches galaktisches Potential: Die beobachteten HI-Warps werden durch diesen Mechanismus erklärt. Das achsensymmetrische Potential des Halos übt ein Drehmoment auf die HI-Gasscheibe aus, was dazu führt, daß diese einen Warp bildet. Die Herleitung des Drehmoments ist ausführlich in Goldstein (1980) und Arnaboldi & Sparke (1994) beschrieben.

Das Drehmoment M , das von einer Masse m an einem Punkt (r, θ) ausgeübt wird, wobei θ die Neigung der Rotationsachse der Bahn der Masse m von der Rotationsachse des Gesamtsystems weg ist, wird hier folgendermaßen definiert (Stacy, 1969):

Galactic axisymmetric Potential

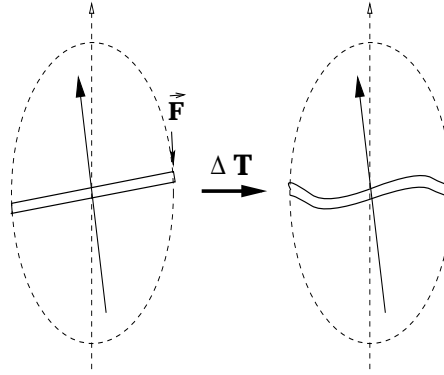


Abbildung 2.11: Einfluß eines achsensymmetrischen Potentials auf eine rotierende Gasscheibe. Stimmt die Richtung der Rotationsachse der Gasscheibe nicht mit der Achse des Potentials überein, führt dies nach einer Zeit ΔT zur Ausbildung einer Wölbung in der Gasscheibe.

$$M \sim m \frac{\delta V}{\delta \theta} \quad (2.33)$$

Dabei ist V das achsensymmetrische Potential. Arnaboldi & Sparke (1994) haben bei ihrer Analyse von Bahnen polarer Ringe in achsensymmetrischen Potentialen das Drehmoment weit außerhalb des Kerns eines leicht oblaten Halos abgeleitet. Für ein Potential mit oblater Symmetrie (Achsenverhältnis $a = b \neq c$) erhält man ein Drehmoment:

$$M \sim m\pi G\rho_o \frac{a^2(a^2 - c^2)}{3c^2} \sin(2\theta). \quad (2.34)$$

Damit eignet sich Gleichung 2.34, die Stärke eines achsensymmetrischen Potentials außerhalb des Kernradius abzuschätzen. Innerhalb des Kernradius des Potentials (Halos) variiert das Drehmoment mit einer Abhängigkeit von $\sim r^2$ (Sparke 1996).

Sparke (1996) hat eine Beziehung zwischen der Präzessionsrate, observablen Größen und dem Drehmoment angegeben:

$$M \sim m\dot{\Phi} \sin(\theta)(r^2\Omega(r)) \quad (2.35)$$

$\dot{\Phi}$ ist die Präzessionsrate (in Einheiten von [rad/s]) und $\Omega(r) = \frac{v(r)}{r}$ die Winkelgeschwindigkeit. Da diese Größen bekannt sind oder als Eingabegrößen für das Modell 3DRings (s. 2.5) benutzt werden, bedeutet dies, daß mit Hilfe von Gleichung 2.35 die Stärke des Drehmoments der beobachteten bzw. mit 3DRings modellierten Quelle abgeschätzt werden kann. Dabei ist vernachlässigt worden, daß Dissipation auftreten kann, ein radialer Massentransport vorhanden sein kann (d.h. nur zirkuläre Bahnen) und Eigengravitation innerhalb des Rings wichtig ist.

Beide Gleichungen können jedoch nur grobe Abschätzungen des Drehmoments liefern,

da die Kerngröße des achsensymmetrischen Potentials nicht bekannt ist (Gleichung 2.34) bzw. die Präzessionsrate $\dot{\Phi}$ in der Größenordnung einiger $\frac{2\pi}{T}$ (T ist die Umlaufzeit auf einer zirkularen Bahn) und der Inklinationwinkel θ aus dem Modell 3DRings (s. 2.32) bestimmt werden müssen (Gleichung 2.35). Im Rahmen einer ersten Abschätzung über die möglichen Ursachen eines Warps und im Vergleich der Fehlergrenzen der übrigen Drehmomente ist dies jedoch ausreichend.

Neigung aufgrund der Einwirkung eines Drehmoments: Da die Präzessionsraten der einzelnen Ringe im geneigten Ring-Modell klein im Vergleich zur orbitalen Winkelgeschwindigkeit des Gases sind, kann die Gesamtheit des Gases bei einem Radius durch einen starren Ring der Masse M mit dem gleichen Radius ersetzt werden. Damit ist es möglich, die Präzession eines einzelnen Ringes mit der eines starren Körpers zu vergleichen (Goldstein 1980, Arnaboldi & Sparke 1994).

Im Falle eines idealen Kreisels besteht folgender Zusammenhang zwischen der Präzessionsgeschwindigkeit $\dot{\Phi}$ und dem angreifenden Drehmoment M :

$$\dot{\Phi} = \frac{|M|}{|L| \cdot \sin(\theta)} \quad (2.36)$$

Der Drehimpuls L steht dabei senkrecht auf dem Drehmoment. Er kann für den Fall, daß \vec{r} und \vec{p} in etwa senkrecht aufeinander stehen, aus $L = \vec{r} \times \vec{p} \approx r \cdot m \cdot v$, also der Rotationsgeschwindigkeit und der Masse der betrachteten Region oder des entsprechenden Rings mit dem Radius r abgeschätzt werden. Damit erhält man aus Gleichung 2.36 ein Maß für die vom Drehmoment hervorgerufene Neigung θ :

$$\theta = \arcsin\left(\frac{|M|}{r \cdot m \cdot v \cdot \dot{\Phi}}\right) \quad (2.37)$$

Die für die Wölbung der Scheibe in Betracht kommenden Drehmomente (s.u.) und abgeschätzten Präzessionsraten (s.o.) können im Falle von NGC 3227 und NGC 1068 die beobachteten bzw. modellierten Neigungen erzeugen.

Drehmoment durch eine Molekülwolke: Wie die Dekomposition der PdBI-Daten von NGC 3227 in 5.5 zeigen wird, gibt es in den inneren 200 pc Molekülwolkenkomplexe (GMC), die nicht an der allgemeinen geordneten Rotation teilnehmen. Sie befinden sich daher nicht notwendigerweise in der Scheibenebene, sondern vermutlich über bzw. unter der Scheibe. Dadurch stören sie das Potential der Galaxie und können somit für einen Warp verantwortlich sein. Es handelt hierbei jedoch um ein vorübergehendes Phänomen (mit der Dauer in der Größenordnung einer dynamische Zeitskala bei dem entsprechenden Radius), welches vermutlich nicht für die (im Vergleich zur Größe einer GMC) großräumige und lang anhaltende Präzession der Bahnen des molekularen Gases maßgeblich verantwortlich ist. Unter den Annahmen, daß die Masse des Molekülwolkenkomplexes m_{GMC} in etwa die gleiche Masse m wie das unter ihr liegende Scheibensegment hat, und daß der GMC sich in einer Höhe über der Scheibe befindet, die in der Größenordnung des radialen Abstand ist, gilt

$$F = G \frac{m_{GMC} \cdot m}{r^2} \quad (2.38)$$

Giant Molecular Cloud (Complex)

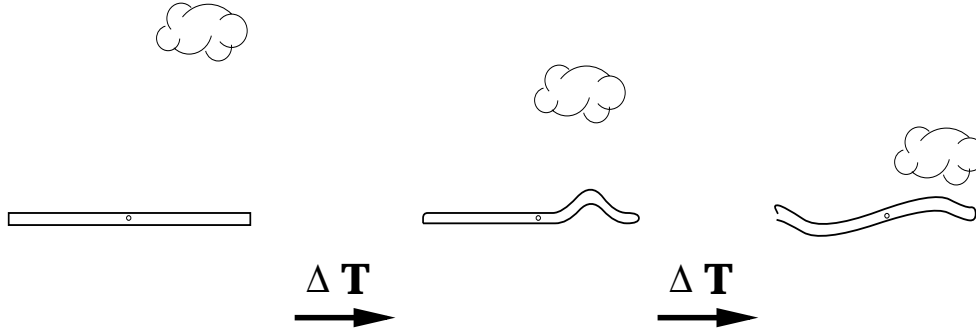


Abbildung 2.12: Einfluß einer Molekülwolke auf eine rotierende Gasscheibe. Eine Molekülwolke, die sich über der Gasscheibe befindet, übt auf diese eine Kraft aus. Innerhalb einer dynamischen Zeitskala bildet sich eine Scheibenwölbung aus. Diese Zeitskala entspricht sowohl der Umlaufzeit des Gases in der Scheibe bei dem entsprechenden Radius, als auch dem Zeitraum über den sich die Wolke der Scheibe nähert. Dissipative Wechselwirkungen der Wolke mit der Scheibe führen dazu, daß es sich hierbei nur um ein transientes Phänomen handeln kann.

Damit kann man das Drehmoment leicht nach Gleichung 2.32 berechnen. Man erhält eine Abschätzung der Masse der GMC m_{GMC} aus dem CO-Linienfluß und der in 5.8.1 beschriebenen Methode. Die Annahmen über Abstand und Masse, die hier eingehen, beeinflussen den Endwert im Rahmen einer Größenordnung.

Drehmoment durch Gasdruck: In aktiven Galaxien beobachtet man Ionisationskegel, die vom Kern bis in eine Entfernung von mehrere hundert Parsec reichen (s. 3.2.4). Diese Kegel können als Teil der sog. 'Narrow Line Region' (NLR) betrachtet werden, in der sich aus den verbotenen Linien die Teilchendichte n und Anregungstemperatur T dort ableiten lassen. Besonders oft werden dazu die optischen [O III]-Linien bei 4959 Å und 5007 Å verwendet. Die Kegel besitzen zum Teil große Öffnungswinkel und weisen im Allgemeinen eine große Neigung relativ zur Scheibsenkrechten auf. In vielen Fällen können die Kegel die Scheibe berühren (oder sogar schneiden). In diesem Fall übt der Gasdruck eine Kraft im Abstand r von Galaxienzentrum auf die Scheibe aus und bewirkt über ein Drehmoment \vec{M} eine Änderung des Drehimpulses \vec{L} . Dieser Prozeß kann über Zeiträume, die lang im Vergleich zur dynamischen Zeitskala bei den entsprechenden Radien sind, auf die Scheibe einwirken und ist daher besonders gut geeignet, um Wölbungen in der Scheibe, also Warps, hervorzurufen. Zu diesem Schluß sind auch Quillen & Bower (1998) für M 87 in einer neueren Veröffentlichung gekommen. Der Gasdruck läßt sich aus der Zustandsgleichung des idealen Gases ableiten:

$$p = \frac{N}{V} \cdot k \cdot T = n \cdot k \cdot T \quad (2.39)$$

k ist die Boltzmann-Konstante. Die Teilchendichte n ergibt sich aus der Teilchenzahl N

Gas Pressure (Ionisation Cone)

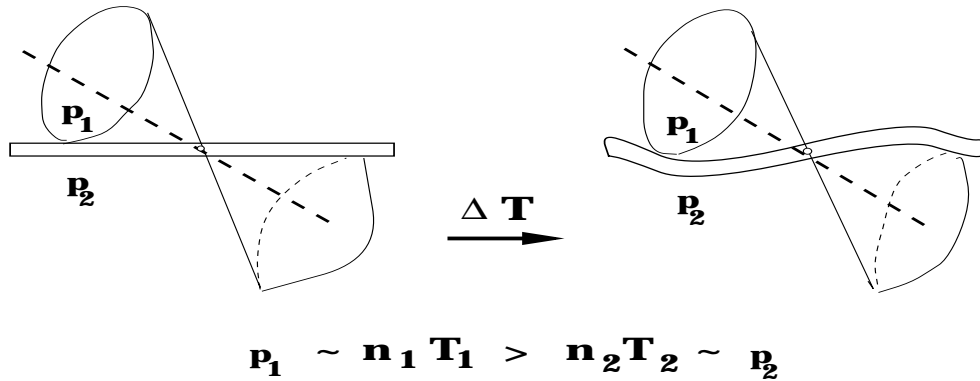


Abbildung 2.13: Einfluß des Ionisationskegels auf eine rotierende Gasscheibe. In diesem Szenario befindet sich der Ionisationskegel im Kontakt mit der Gasscheibe. Aufgrund höherer Teilchendichten n_1 und Temperaturen T_1 im Kegel besteht ein Druckgefälle zwischen den sich gegenüber liegenden Oberflächen der Scheibe. Durch die auf diese Fläche wirkende Druckdifferenz ($p_1 - p_2$) ergibt sich eine Kraft und somit ein Drehmoment, das nach einer Zeit ΔT zur Ausbildung einer Wölbung führt.

pro Volumen V . Das Drehmoment kann dann nach Gleichung 2.32 ausgerechnet werden. Die Fläche A entspricht der Auftrefffläche des Ionisationskegels auf die Galaxienebene und l ist der Abstand zum Mittelpunkt der Fläche A .

Man kann zudem leicht zeigen, daß das Drehmoment weitestgehend keine Abhängigkeit von der radialen Entfernung zum Kern zeigt. Abb. 2.14 zeigt die Geometrie eines Ionisationskegels. Um die radiale Abhängigkeit des Drehmoments $M(r)$ abzuschätzen, muß man die radialen Abhängigkeiten vom Druck $p(r)$, Fläche $A(r)$ und Kraftarm $l(r)$ kennen. Für den Kraftarm gilt $l(r) \sim r$. Die Kontaktfläche A des Kegels mit der Gasscheibe erhält man aus $A_2 - A_1$, wobei $A_i = \frac{1}{2} \cdot r_i^2 \cdot \psi$ gilt. Hierbei ist ψ der konstante Öffnungswinkel des Flächenelements in der Scheibe, gemessen am Kern. Wenn man $r_1 = r$ und $r_2 = r + dr$ setzt, findet man:

$$A = A_2 - A_1 = \frac{1}{2} \cdot \psi \cdot ((r + dr)^2 - r^2) \sim r \cdot dr \quad (2.40)$$

Unter Vernachlässigung des Terms $\sim dr^2$ gilt also $A(r) \sim r \cdot dr$. Wie man in Gleichung 2.39 leicht sieht, ist bei konstanter Temperatur und Teilchenzahl das Volumen $V(r)$ die einzige Größe die eine r -Abhängigkeit des Drucks bestimmen kann. Wie bei der Fläche läßt sich das Volumen V aus einer Differenz rechnen. Für das Volumen eines Kugelausschnitts mit dem konstanten Öffnungswinkel ϕ gilt $V_i = \frac{2}{3} \pi \cdot r_i^3 \cdot (1 - \cos(\phi/2))$. Setzt man wie oben $r_1 = r$ und $r_2 = r + dr$, findet man für V :

$$V = V_2 - V_1 = \frac{2}{3} \pi \cdot (1 - \cos(\frac{\phi}{2})) \cdot ((r + dr)^3 - r^3) \sim r^2 \cdot dr \quad (2.41)$$

Unter Vernachlässigung der Terme höherer Ordnung von dr gilt $V(r) \sim r^2 \cdot dr$ gilt.

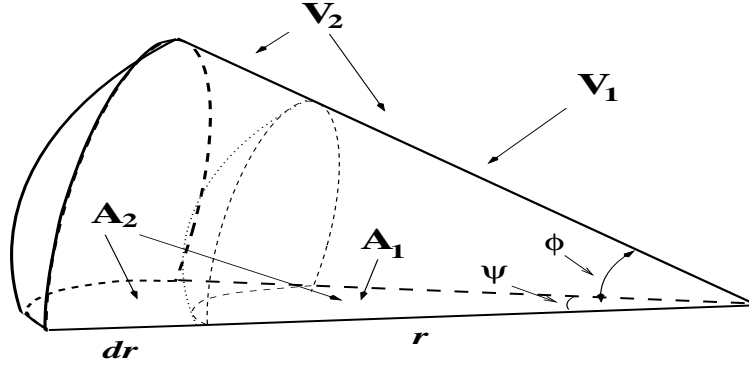


Abbildung 2.14: Geometrie in einem Ionisationskegel. Hier ist eine Seite des Ionisationskegel in Form eines pyramidalen Kugelsegments dargestellt. Die Quelle des Ionisationskegels befindet sich an der Segmentspitze. Weiterhin ist der Öffnungswinkel ψ der Kontaktfläche des Kegel mit der Gasscheibe sowie der Öffnungswinkel ϕ des räumlichen Kugelsegments angegeben. Das Segmentvolumen V_1 mit der Kontaktfläche A_1 erstreckt sich entlang des Radius r . Das Volumen V_2 und die Kontaktfläche A_2 erstrecken sich entlang $r + dr$ und beinhalten V_1 bzw. A_1 . (Weitere Erläuterungen s. Text)

Damit ist die radiale Abhängigkeit des Drehmoments $M(r)$, wenn man die oben ermittelten Abhängigkeiten in Gleichung 2.32 einsetzt:

$$M(r) = p(r) \times A(r) \times l(r) \sim \frac{1}{r^2 \cdot dr} \times r \cdot dr \times r \approx const. \quad (2.42)$$

Die Stärke des Drehmoments in dem Ionisationskegel ändert sich unter der Annahme einer über $\frac{N}{V(r)}$ rein geometrischen Verdünnung der Teilchendichte nicht. Der Ionisationskegel und somit sein Einfluß auf die Scheibe können sich über einige 100 pc erstrecken und somit für einen kontinuierlichen Warp sorgen.

Drehmoment des Strahlungsdrucks: Auf Skalen von etwa 1 pc können Akkretions-scheiben durch UV-Heizung vom Kern gewölbt werden (Pringle 1996, 1997 und s. 2.4.1). Aufgrund von Extinktion in der Scheibe kann dieser Mechanismus nicht in großer Entfernung vom Kern wirken. Da aber Radiojets starke Strahlungsquellen darstellen, die sich im großen radialen Abständen zum Teil dicht über der Scheibe befinden können, wird hier versucht deren möglichen Beitrag zur Wölbung der Gasscheibe zu abzuschätzen.

Um den Strahlungsdruck p des Radiojets zu erhalten, muß man zuerst seine Strahlungsleistung abschätzen. Man nimmt an, daß die Flußdichte S einem Potenzgesetz folgt:

$$S = b \cdot \nu^\alpha \quad (2.43)$$

Aus zwei Flußmessungen im Radiobereich kann man die beiden Konstanten abschätzen. Man erhält für den Spektralindex α typischerweise Werte um -1, da ein Radiojet im wesentlichen Synchrotron-Strahlung abgibt. Die obere Abknickfrequenz des Jet-Spektrums

liegt jedoch höchstens im NIR - optischen Bereich (z.B. M87 Meisenheimer et al. 1996). Die Scheibe kann im Radio- bis Submm-Bereich noch als weitgehend transparent betrachtet werden.

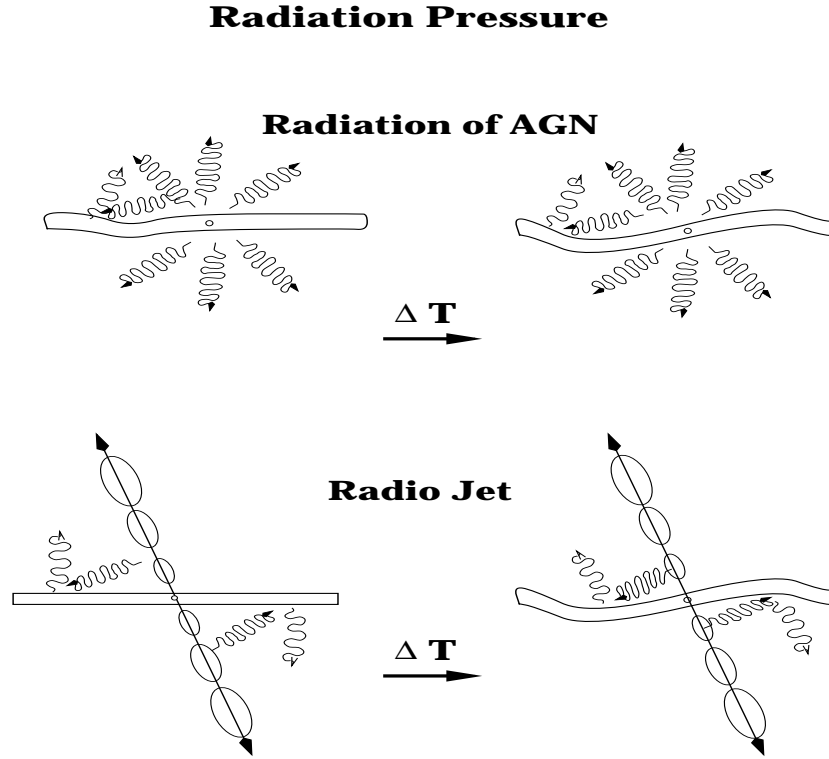


Abbildung 2.15: Einfluß von Strahlungsdruck auf eine rotierende Gasscheibe.

Oben: Im Falle einer zirkum-nuklearen Akkretionsscheibe kann durch ungleichmäßige Beleuchtung der Gasscheibe durch das AGN-Strahlungsfeld (UV, Röntgen) eine Wölbung der Scheibe hervorgerufen werden. Dies tritt dadurch auf, daß unabhängig vom Einstrahlwinkel Photonen bevorzugt senkrecht zur Gasscheibe abgestrahlt werden (Pringle 1996, s. 2.4.1). Die ungleichmäßige Beleuchtung kann hervorgerufen werden durch nicht vollkommen isotrope Abstrahlung vom AGN oder dadurch, daß sich Gas durch eine leichte Scheibeninstabilität aus der Scheibenebene (wie hier dargestellt) herausbewegt. Dieser Mechanismus ist nur für nukleare Akkretionsscheiben von Bedeutung, da in größerer radialer Entfernung vom AGN sein Strahlungsfeld durch Absorption und geometrische Verdünnung ($\sim r^{-2}$) stark abgeschwächt wird.

Unten: Bei größeren Entfernungen kommt ein Radiojet, der sich außerhalb der Gasscheibe befindet, als mögliche Strahlungsquelle in Betracht. Dadurch ergibt sich eine ungleichmäßige Beleuchtung der Scheibe, so daß der Wölbungsmechanismus analog, wie oben beschrieben, abläuft.

Um die gesamte Leuchtkraft abzuschätzen, habe ich deshalb Integrationsgrenzen von $10 \mu\text{m}$ - $0.5 \mu\text{m}$ (ν_1 ($\sim 3 \times 10^{13}\text{Hz}$) - ν_2 ($\sim 5 \times 10^{14} \text{Hz}$)) angenommen. Zusätzlich muß man auch für die Entfernung D zur Galaxie korrigieren. Folgende Beziehung ergibt die gesamte Leuchtkraft L des Radiojets in diesem Spektralbereich:

$$L = 4\pi D^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} S d\nu = 4\pi D^2 \int_{\nu_1}^{\nu_2} \nu^\alpha d\nu \quad (2.44)$$

Die Leuchtkraft ist hier für den Fall isotroper Abstrahlung angegeben worden. Man muß

noch dafür korrigieren, daß die Scheibenfläche A auf die die Jet-Strahlung wirkt nur einen kleinen Raumwinkel einnimmt. Man erhält dann die Strahlungsdichte I auf einer gegebenen Fläche A in einer Entfernung l :

$$p = \gamma \frac{I}{c} \quad (2.45)$$

γ ist 1 im Falle eines Schwarzkörpers und 2 für den ideal reflektierenden Körper. c ist die Lichtgeschwindigkeit. Um das Drehmoment des Strahlungsdrucks zu erhalten, muß man die entsprechenden Größen in Gleichung 2.32 einsetzen. Wie erwähnt, stellt diese Abschätzung nur eine obere Grenze dar, die einige Größenordnungen über dem tatsächlichen Wert liegen kann.

2.4.3 Balken

Ungefähr 30 % aller Scheibengalaxien zeigen einen starken Balken, jedoch ist die Anzahl von tatsächlichen Balkengalaxien deutlich höher, da die Klassifikation schwacher Balken schwieriger ist, zusätzlich kommen noch Projektionseffekte aufgrund der Inklination hinzu, die die Klassifikation erschweren (Sellwood & Wilkinson 1993). Da Balken eine prolate Massenverteilung und damit auch prolata geformte Potentiale besitzen, sind die periodischen bzw. stabilen Bahnen nicht mehr zirkular, sondern elongiert. Dies führt zu Abweichungen von der zirkularen Bewegung, die bis zu 100 km/s, je nach Lage des Balken zur Projektionsachse, betragen können (z.B. NGC 6684 Bettoni et al. 1988, NGC 1543, 1574, 4477 Jarvis et al. 1988). Besonders interessant sind dabei die nicht-zirkularen Strömungsbewegungen, die das Gas zum Zentrum der Galaxie befördern können (z.B. Athanassoula 1992a,b, Friedli & Benz 1993). Im Allgemeinen finden sich zwei Ansätze, die Dynamik zu untersuchen, zum einen über analytische oder numerische Methoden, die die Stabilität einzelner Bahnen in einem Balkenpotential untersuchen und auch selbst-konsistente Modelle aus solchen Bahnen zusammensetzen, und zum anderen über Simulationen, die die zeitliche Entwicklung eines z.B. durch Vielteilchen-Methoden angenähertes Anfangsmodells verfolgen.

Eine ausführliche Zusammenfassung über die Dynamik in Balkengalaxien ist in Sellwood & Wilkinson (1993) zu finden. Ich werde im Folgenden nur die wichtigsten Punkte zusammenfassen.

2.4.3.1 Die Kinematik im Balkenpotential

Die größte Schwierigkeit bei der Untersuchung von beobachteten Balken besteht darin, das Gravitationspotential eines Balkens zu bestimmen. Aufgrund der 2-dimensionalen Projektion am Himmel muß man das Potential aus der Verteilung des stellaren Lichts und dem Geschwindigkeitsfeld sowie der -dispersion ableiten. Dabei bestimmt man folgende Parameter: 1) Die Massenverteilung, die das Gravitationspotential maßgeblich bestimmt, kann aus der Lichtverteilung und einem Masse-Leuchtkraft-Verhältnis oder/und dem Geschwindigkeitsfeld abgeleitet werden. 2) Die Balken-Rotationsgeschwindigkeit erhält man relativ unsicher aus dem Geschwindigkeitsfeld oder dem Modellieren des Gasflusses (s. 2.4.3.2. 3) Die volle 3-dimensionale Geschwindigkeitsdispersion, die nur von der projizierten Dispersion unter der Annahme eines Massenmodells hergeleitet werden kann (Sellwood &

Wilkinson 1993). Dieses Balkenpotential ist nun eine weitere Komponente des gesamten Galaxienpotentials, das noch eine Scheibe und eine Bulge-Komponente und manchmal noch zusätzlich eine nicht zu vernachlässigende Halo-Komponente oder eine schwarzes Loch besitzt. Die Balkenkomponente hat eine andere Rotationsgeschwindigkeit als die übrigen Komponenten. Die Sterne der Balkenkomponente bewegen sich nicht mit einer konstanten Winkelgeschwindigkeit, sondern ihre Bahnen präzessieren mit einer Musterwinkelgeschwindigkeit (Pattern angular velocity) Ω_P . Dadurch erscheint die Balkenkomponente als starr rotierendes Gebilde. Nur an der Stelle der Korotation (s. 2.4.3.2), die außerhalb des Balkens liegt, würden die Sterne mit dem Balken rotieren, weshalb die Bahnen dort auch instabil sind. Die Korotation liegt typischerweise bei 1.2 bis 1.5-mal der großen Halbachse des Balkens (Combes 1997).

2.4.3.2 Die Resonanzen im 2-dimensionalen Balkenpotential

In linearer Theorie, d.h. für vernachlässigbar schwache Balken, können aus der Rotationskurve die radialen Positionen der Resonanzen bestimmt werden, die ein mitrotierender Balken oder Spiralmuster hervorruft. Wenn man die Winkelgeschwindigkeit Ω der Galaxie und die Epizykelfrequenz κ mit der Pattern-Winkelgeschwindigkeit Ω_P des Balkens oder des Spiralmusters (Pattern) vergleicht, findet man folgende Resonanzen (siehe Abb. 2.16; Binney & Tremaine 1987):

$$\text{Korotations - Resonanz (CR)} : \Omega_P = \Omega \quad (2.46)$$

$$(2.47)$$

Über die Epizykelfrequenz κ treten zusätzlich Resonanzen auf, die durch eine positive ganze Zahl m charakterisiert werden können.

$$\Omega_P = \Omega \pm \frac{\kappa}{m} \quad (2.48)$$

mit $m = 2$

$$\text{Innere Lindblad - Resonanz (ILR)} : \Omega_P = \Omega - \frac{\kappa}{2} \quad (2.49)$$

$$\text{Äußere Lindblad - Resonanz (OLR)} : \Omega_P = \Omega + \frac{\kappa}{2} \quad (2.50)$$

mit

$$\kappa^2 = r \times \left(\frac{d\Omega}{dr}\right)^2 + 4\Omega^2 = 2\Omega \times \left(\Omega + \frac{dv}{dr}\right) \quad (2.51)$$

Für $m = 4$ erhält man entsprechend den Lindblad-Resonanzen die ultra-harmonischen Resonanzen, die jedoch schwächer sind. Analog zu diesen radialen Lindblad-Resonanzen existieren auch vertikale Resonanzen. In diesem Fall muß die Epizykelfrequenz κ durch die Frequenz ν der vertikalen Bewegung in den Gleichungen 2.49 und 2.50 ersetzt werden.

Um die für diese Arbeit besonders interessanten ILR zu finden, muß man die Pattern-Winkelgeschwindigkeit Ω_P bestimmen. An der Korotationsresonanz CR ist diese Geschwindigkeit gleich der Winkelgeschwindigkeit Ω (s. Gleichung 2.46), so daß man alle

weiteren Resonanzen dann bestimmen kann. Es ist jedoch nicht ganz einfach, die Korotationsresonanz zu finden, da diese nicht exakt mit dem Ende des Balkens übereinstimmt. Unterschiedliche empirische Analysen, die z.B. die Helligkeitsverteilung oder die Strukturen verwenden, haben gezeigt, daß z.B. für frühe Galaxientypen ('Early type galaxies') die CR sich in einem radialen Abstand vom Kern von etwa 1.2-mal der empirisch ermittelten radialen Balkenlänge (= Länge der großen Balkenhalbachse) befindet (s. Übersichtsartikel von Combes 1997).

Damit hat man über die Rotationskurve die Pattern-Winkelgeschwindigkeit Ω_p bestimmt und kann nun auch die Radien der ILR und OLR ermitteln. Für stärkere Balken verliert diese Definition ihre Bedeutung. Man muß daher die Bahnstruktur mit numerischen Methoden untersuchen. Die linearen Resonanzen können in diesem Fall nur mehr als grobe Abschätzung verwendet werden. Die für die Gasdynamik wichtigen x_2 -Bahnen (s. 2.4.3.3) existieren im linearen Fall (schwacher Balken) innerhalb der ILR. Für zunehmend stärkere Balken verschiebt sich die ILR zu kleineren Radien, d.h. die x_2 -Bahnen existieren nur nahe dem Zentrum. Im Falle von starken Balken gibt es keine x_2 -Bahnen mehr.

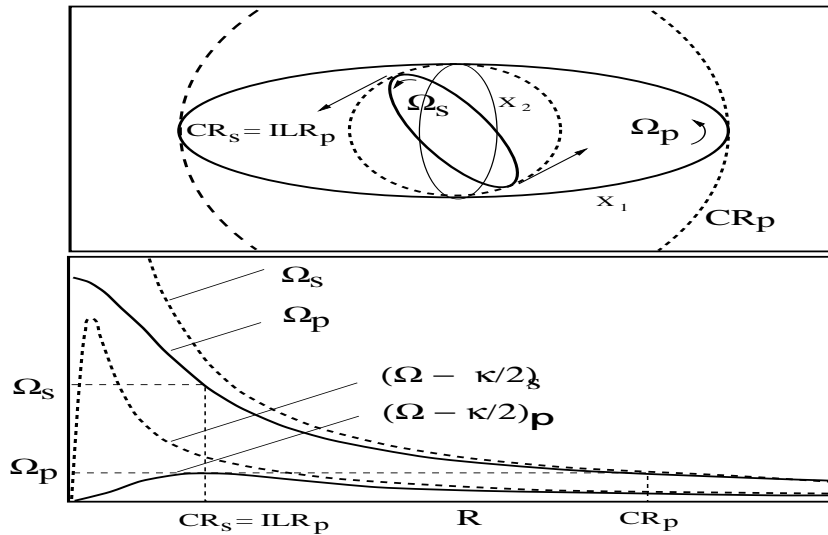


Abbildung 2.16: Die wichtigen Bahn-Familien und Resonanzen im Balkenpotential (Abb. 3 von Friedli & Martinet 1993). Schematisch Darstellung des Falles einer Galaxie mit zwei Balken. In der räumlichen Darstellung (oben) sind neben den Positionen der Resonanzen auch die x_1 - und x_2 -Bahnen des äußeren Balkens gekennzeichnet. Die gestrichelten Linien zeigen die Positionen der Resonanzen an. Unten sind die Positionen der Resonanzen dargestellt. Aufgrund seiner Mustergeschwindigkeit Ω_p hat der äußere Balken nur eine ILR (Schnittpunkt der Kurven Ω_p und $(\Omega - \kappa/2)_p$). Durch Akkretion von Masse in Richtung des Zentrums ändert sich $\Omega - \kappa/2$ zu $(\Omega - \kappa/2)_s$, so daß auch der innere Balken eine ILR erhält.

2.4.3.3 Periodische Bahnen in 2-dimensionalen Balkenpotential

Eine einfache periodische Bahn ist der Spezialfall, in dem ein Stern genau den gleichen Weg bei jeder Passage um die Galaxie (im mitrotierenden Bezugssystem der Störung) nimmt. Kompliziertere Bahnen schließen sich erst nach mehreren Umläufen. Es existieren

mehrere wichtige Familien von periodischen Bahnen. Die gebräuchlichste Nomenklatur geht auf Contopoulos & Papayannopoulos (1980) zurück.

Die x_1 -Familie oder auch Hauptfamilie ist innerhalb der Korotation parallel zum Balken elongiert (Abb. 2.16). Die x_2 -Familie hingegen ist senkrecht zur Balkenachse elongiert. Neben diesen beiden Familien existieren noch weitere, die in Sellwood & Wilkinson (1993) sowie in Contopoulos & Grosbøl (1989) beschrieben werden. Mit diesen beiden Familien läßt sich die Dynamik an der ILR gut als einen Wechsel von x_1 -Bahnen auf x_2 -Bahnen beschreiben.

2.4.3.4 Numerische Modelle und ihre Probleme

Viele Modelle sind aufgrund der Limitation in Rechenzeit oft nur für den 2-dimensionalen Fall gerechnet worden. Es gibt zwei Möglichkeiten, die Dynamik einer Balkengalaxie zu untersuchen.

1) Durch Lösen der Bewegungsgleichungen für eine bestimmte Massenverteilung. Dabei versucht man, zuerst die Erhaltungsgrößen zu finden. Da dies nur für einfache Potentiale, die nicht rotieren, leicht möglich ist, werden sog. Stäckel-Modelle verwendet. Für diesen Fall kann man die Erhaltungsgrößen leicht ableiten (Sellwood & Wilkinson 1993). Eine Lösung für allgemeine Potentiale ist jedoch sehr komplex, kann aber durch numerische Iteration gefunden werden.

2) Neben dem numerischen Ansatz, die periodischen Bahnen in einem Potential zu identifizieren, existieren die Vielteilchen-Simulationen. Das Hauptproblem dieser Simulationen ist das statistische Rauschen (Sellwood & Wilkinson 1993). Eine Galaxie hat etwa 10^{10} Sterne, wohingegen Simulationen typischerweise mit etwa 10^6 Teilchen gerechnet werden. Da so das Modell-Potential etwa 10^4 -mal weniger glatt als in der Galaxie ist, wird das numerische Potential durch eine Glättung korrigiert. Trotzdem kommt es durch die fehlende Auflösung zu unerwünschtem Rauschen und numerischen Fehlern, die mit der Rechenzeit anwachsen.

Vielteilchen-Simulationen mit 3-dimensionalen Modellen haben gezeigt, daß es notwendig ist, in 3 Dimensionen zu rechnen, da es eine Koppelung zwischen den radialen und vertikalen Resonanzen gibt. Dies gilt allgemein für die Bahnen von stoßfreien Körpern, als welche Sterne angesehen werden können. Bei Untersuchungen der Gasbewegungen kommt noch die Schwierigkeit hinzu, den dissipativen Charakter des Gases zu berücksichtigen und die stellaren und Gasbewegungen miteinander zu koppeln.

2.4.3.5 Gasdynamik in Balkengalaxien

Einen bedeutenden Atlas zu der Staub- und Gasdynamik hat Athanassoula (1992a,b; s. auch Bertin et al. 1989) vorgelegt. In ihren 2-dimensionalen Studien zur Gasdynamik für verschiedene Balken (d.h. mit unterschiedlicher Massen, Achsenverhältnissen, Rotationsgeschwindigkeiten) kann man die Ausbildung von Schockfronten entlang der führenden Balkenseite innerhalb der Korotation sowie die Bildung von ringförmig angeordneten Spiralarmsegmenten innerhalb der ILR deutlich erkennen. Inwieweit diese Merkmale auftreten, hängt von den Parametern der Balken ab. Die Ergebnisse von numerischen Rechnungen und Vielteilchen-Simulationen stimmen in der Vorhersage dieser Muster überein.

2.5 Modell für Warps und Balken: 3DRings

Um nicht-zirkulare, aber dennoch geordnete, Gasbewegungen zu modellieren, habe ich 3DRings in der weiter unten beschriebenen Weise mitentwickelt. Der Unterschied zwischen stellarer und Gas-Dynamik wird von Friedli & Martinet (1993) folgendermaßen beschrieben: "Stellare und Gas-Dynamik ist sehr unterschiedlich, da Sterne eine stoßfreie Natur haben, während Gas dissipativ ist. Der Hauptunterschied ist, daß Sterne hauptsächlich quasi-periodischen oder chaotischen Bahnen folgen, während das Gas in praktisch sich nicht selbst kreuzenden periodischen Bahnen gefangen ist. Dies bedeutet, daß alle kreuzenden Bahnen entvölkert werden, sobald starke Schocks entstehen. Auch periodische Bahnen mit zu starker Bahnkrümmung ('cusp') können die Gasdynamik nicht unterstützen." Daraus folgt, daß die einzigen möglichen langfristig stabilen Bahnen, die nicht zirkulare Bewegungen beschreiben, also entweder die vorwiegend elliptischen Bahnen sind, wie sie in Balkenpotentialen als z.B. x1- und x2-Bahnen vorkommen, oder relativ zur Galaxienebene geneigte zirkulare Bahnen, also eine Wölbung der Galaxienscheibe, sind. 3DRings bietet die Möglichkeit beide Ansätze zu untersuchen, in dem die Scheibe in einzelne Ringe bzw. Ellipsen zerlegt dargestellt wird. Im Folgenden werden zuerst einige allgemeine Bemerkungen zu dem Modellansatz gemacht, daran anschließend die Modellierung eines Warps bzw. Balken erläutert, sowie die Berechnung der einzelnen Bahnen beschrieben und zuletzt die Balkenmodellierung im Vergleich zu Modell 001 von Athanassoula (1992a,b) überprüft.

2.5.1 Der Modell-Ansatz

Rogstad et al. (1974) modellierten einen Warp mit Hilfe von konzentrischen geneigten Ringen. Seitdem wurde diese Methode von vielen Autoren erweitert und auch mit Potentialen gerechnet. Generell wird die Scheibe in einzelne Ringe unterteilt, deren Lage relativ zur ursprünglichen Scheibe durch ihre Neigung und ihren Positionswinkel beschrieben wird (Abb. 2.17). Die Stärke der Neigung und die Präzession des Positionswinkels sind ein Maß für das wirkende Drehmoment. May & James (1984) haben gezeigt, daß diese Art von Modellen die Dynamik von Vielteilchen-Simulationen über lange Perioden hinweg wiedergeben.

Das Programm 3DRings bietet die Möglichkeit, sowohl Warps (präzessierende Wölbungen aus einer Ebene heraus) als auch Änderungen der zirkularen Bahnen, die durch ein Balkenpotential hervorgerufen werden, zu modellieren (Eine Zusammenfassung zu diesen beiden Themen ist in 2.4 gegeben). Hierzu wird die Galaxienscheibe in einzelne Kreis- oder Ellipsenringe zerlegt, deren Lage in 3-dimensionalen Raum individuell vorgegeben werden kann. Dieses Modell bietet ebenfalls die Möglichkeit, Datenkuben, die aus zwei räumlichen und einer spektralen Achse bestehen, zu erzeugen.

Der Teil des Programms, der Warps durch ein System geneigter Ringe beschreibt, wurde ursprünglich für die Modellierung der mm-Absorptionslinien in Cen A entwickelt und erfolgreich angewendet (Eckart et al. 1999). Für die hier beschriebene Anwendung habe ich es um die Möglichkeit erweitert, zusätzlich sowohl elliptische Bahnen zu modellieren als auch 3-dimensionale Datenkuben zu erzeugen. Die Anpassung an die Daten erfolgt durch den Vergleich von Geschwindigkeitsfeld, Linienkarte und pv-Diagrammen und bei ellip-

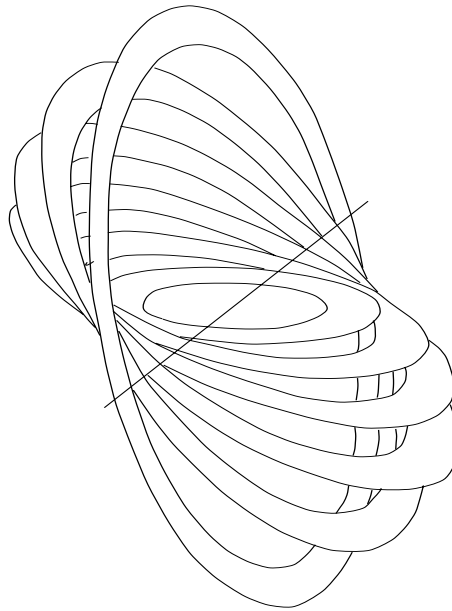


Abbildung 2.17: Warp als Geneigtes Ring-Modell. Stellt man sich die Scheibe in ein System von Ringen unterteilt vor, so kann eine radiale Variation der Neigung der einzelnen Ringe (sowie des Positionswinkels der Neigung) eine Wölbung der Scheibe beschreiben. (Abb. nach Schwarz 1985)

tischen Bahnen unter der Randbedingung, daß sich die Bahnen, auf denen sich das Gas bewegt, nicht kreuzen dürfen. Dissipative Effekte würden zur Instabilität dieser Bahnen führen.

2.5.2 Modellierung von Warps

An dieser Stelle beschreibe ich im Detail, wie die Modellierung von Warps in 3DRings vorgenommen wird. Dazu werden einzelne Ringe aus der Galaxienebene, die um die Inklination i gegenüber der Sichtlinie geneigt ist, mit einer weiteren Inklination ω heraus geneigt (Abb. 2.18). Dies geschieht unter der Annahme, daß sich das Gas weiterhin auf einer zirkularen Bahn bewegt. Die geneigten Ringe erzeugen so einen Warp, d.h. eine Wölbung der vorher ebenen Galaxienscheibe (Abb. 2.19). Durch Präzession der geneigten Ringe um einen Winkel α läßt sich die Wölbung (Warp) in ihrer Form verändern.

Das Modell ähnelt anderen Modellen (z.b. dem von Nicholson, Bland-Hawthorn & Taylor 1992) und folgt hier insbesondere der Methode von Quillen et al. (1992). Die Besonderheit dieser Methode ist, daß man die Neigung der Ringe durch eine Kurve $\omega(r)$ und ihre Präzession durch $\alpha(r)$ angibt, wobei $\omega(r)$ und $\alpha(r)$ glatte Funktionen sind. Die Rotationsgeschwindigkeit erhält man aus der Rotationskurve $v(r)$. Damit ist die gesamte 3-dimensionale Geometrie und auch das Geschwindigkeitsfeld der gewölbten Galaxienscheibe beschrieben. Das Modell errechnet für jeden Ring seine Inklination relativ zur globalen Rotationsachse der Galaxie sowie seinen Positionswinkel am Himmel und die daraus resultierenden Geschwindigkeiten an den einzelnen räumlichen Punkten (entsprechend der gewählten Pixelgröße). Die Anzahl der Ringe sowie der kleinste und größte

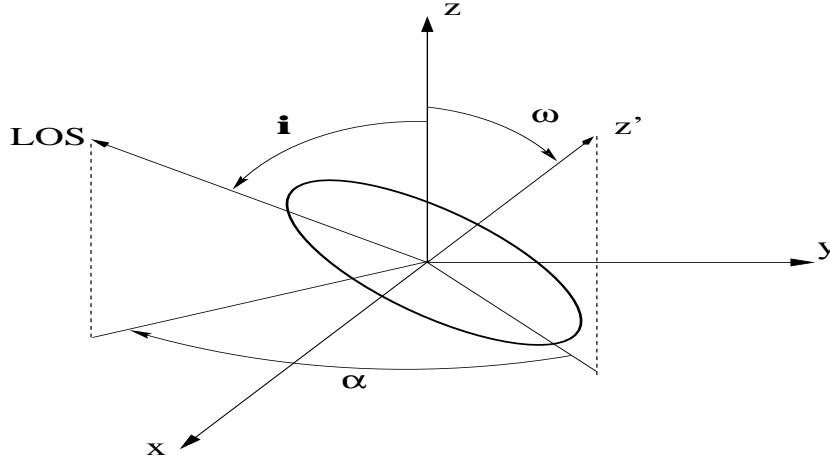


Abbildung 2.18: Wichtige Größen im geneigten Ring-Modell 3DRings. Dargestellt ist ein einzelner Ring der relativ zur inklinierten Sichtlinie (Winkel i) um ω geneigt ist. α ist der Präzessionswinkel zwischen der Ringachse und der großen Achse der Galaxienebene.

Radius sind dabei frei wählbar. Es empfiehlt sich jedoch, eine relativ hohe Anzahl (einige hundert Ringe) zu wählen, um eine gute Abdeckung der Galaxienscheibe zu gewährleisten. Inklination und Positionswinkel der Galaxie können entsprechend den beobachteten Größen angegeben werden, so daß die Modellgalaxie die gleiche Geometrie wie die beobachtete Galaxie am Himmel besitzt.

2.5.3 Neigung und Präzession

Die Neigung der einzelnen Ringe kann als stetige Kurve $\omega(r)$ vorgegeben werden, wobei zwischen den einzelnen Werten wie bei der Rotationskurve auch linear interpoliert wird. Quillen et al. (1992) haben die Präzessionsrate $\frac{d\alpha}{dt}$, die durch ein galaktisches achsensymmetrisches Potential (z.B. einem Halo) mit einer Elliptizität ϵ hervorgerufen wird, folgendermaßen angenähert:

$$\frac{d\alpha}{dt} \sim \frac{\epsilon v}{r} \quad (2.52)$$

Dabei ist v die Rotationsgeschwindigkeit am Radius r . Quillen et al. (1992) definieren dabei $\epsilon = 1 - \frac{1}{q}$, wobei q das Achsenverhältnis des Potentials ist. Damit gilt für prolate Potentiale $q > 1$ und für oblate $q < 1$. Christodoulou & Tohline (1986) weisen darauf hin, daß diese beiden Fälle anhand des Rotationssinns der Präzession zu unterscheiden sind, da man relativ zur Rotation der Galaxienscheibe prograde Rotation für ein oblates Potential und retrograde Rotation für ein prolates Potential erwartet. Daraus ergibt sich nach einer Zeit Δt

$$\alpha(r) = \epsilon \Delta t \times \Omega(r) + \alpha_o \quad (2.53)$$

Dies bedeutet, daß der Präzessionswinkel proportional zur Winkelgeschwindigkeit $\Omega(r)$ ist. Der so abgeleitete Präzessionswinkel oder die Kurve $\alpha(r)$ kann nun einfach durch

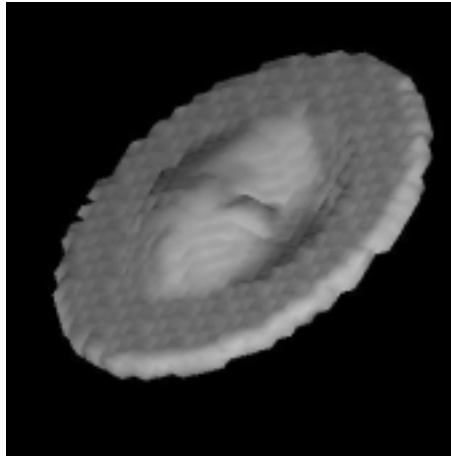


Abbildung 2.19: Beispiel eines Warps aus 3DRings. Dargestellt ist eine gewölbte inklinierte Galaxienscheibe, bei der sich die einzelnen Ringe bis zu $\omega = 70^\circ$ aus der Galaxienebene herausheben.

geeignete Wahl von $\epsilon\Delta t$ und α_o angepaßt werden. Obwohl die Präzession der Warps wie vorher gezeigt nicht unbedingt durch ein elliptisches Gravitationspotential hervorgerufen werden muß, habe ich den allgemeinen Ansatz für $\alpha(r)$ beibehalten. Dabei ist dann die Größe $\epsilon\Delta t$ eine zeitliche Konstante, die von dem Mechanismus abhängt, der für den Warp verantwortlich ist (s. 2.4.2).

2.5.4 Modellierung von Balken

Gängige Modellierungsmethoden, die das dynamische Verhalten von Gas bei Vorhandensein eines Balkens untersuchen, setzen gute Kenntnis des verantwortlichen stellaren Potentials voraus (s. 2.4.3). Aus theoretischen Balkenpotentialen berechnete periodische stellare Bahnen (d.h. Bahnen, die im Referenzsystem des rotierenden Balkens geschlossen sind) sind innerhalb der inneren ILR und außerhalb der äußeren ILR entlang des Balkens elongiert. Zwischen den beiden ILRs stehen sie senkrecht zum Balken (s. Contopoulos & Papayannopoulos 1980). (Für die OLR ergibt sich ein analoges Verhalten.) Der Übergang zwischen den verschiedenen stellaren Bahnsystemen tritt an jeder Resonanz abrupt ein. Da Sterne als Punktmassen betrachtet werden können, kollidieren sie nicht miteinander, wenn sich Bahnen kreuzen. Gas hingegen hat viskose Eigenschaften und verhält sich ähnlich wie eine Flüssigkeit, so daß sich Gasbahnen nicht mehr kreuzen können. Daher ändern sich die Gasbahnen allmählich und können durch die Darstellung von Kalnajs (1973) schematisch beschrieben werden.

Kalnajs (1973) stellt Spiralstrukturen mit Hilfe von Dichtewellen dar. Dabei werden die großen Halbachsen der elliptischen Bahnen so gegeneinander gedreht, daß sich Spiralstrukturen aufgrund von Häufungen ergeben. Telesco & Decher (1988) haben diese Darstellungsweise für NGC 1068 aufgegriffen (s. Abb. 2.20), um die Bahnen des Gases zu beschreiben.

Zusätzlich muß man noch den Einfluß von Stoßfronten (im Folgenden auch als Schock bezeichnet) berücksichtigen. Roberts et al. (1979) haben dies genauer untersucht und finden,

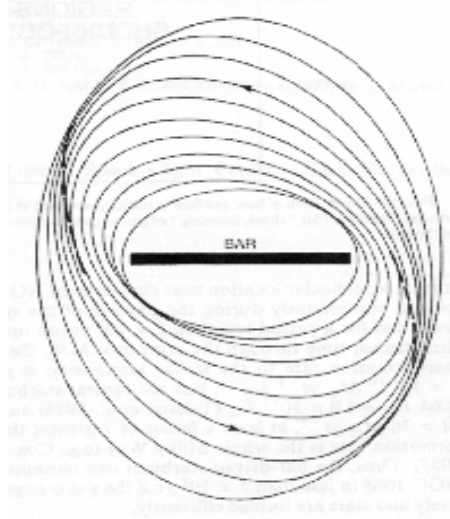


Abbildung 2.20: Der Modellansatz von Telesco & Decher (1988). Der Übergang von den äußeren x_2 - nach den inneren x_1 -Bahnen, wie er an der ILR stattfindet, kann im Falle von Gas durch radial-abhängige Variation des Positionswinkel einzelner Ellipsen, die auf der nuklearen Position zentriert sind, beschrieben werden.

daß bei starken Balkenpotentialen das Gas Bahnen besitzt, die entlang der Staubschleifen von Balken Stoßfronten bilden, so daß man unterschiedliche Geschwindigkeiten stromabwärts und stromaufwärts des Schocks erhält. Daraus folgt, daß die elongierten Bahnen in dem Schockbereich unstetig werden. Allerdings ist dies aufgrund der begrenzten Winkelauflösung nicht deutlich in dem Geschwindigkeitsfeld zu erkennen, daß im wesentlichen nur Änderungen der Bahnform hinsichtlich der Elliptizität zeigt. Damit erscheint gerechtfertigt, den von Telesco & Decher (1988) beschriebenen Ansatz zu wählen, allerdings unter der Bedingung, daß sich die Elliptizität der Bahnen mit dem Radius ändert. Es sei darauf hingewiesen, daß bei diesem Ansatz nicht von dem Potential ausgegangen wird, sondern mit Hilfe der Rotationskurve versucht wird, elliptische Bahnen zu finden, die die Daten reproduzieren können.

Die Elliptizität $\epsilon(r)$ und der Positionswinkel $PA_{ell}(r)$ jeder Ellipse wird als stetige Kurve vorgegeben. Für Werte zwischen den Stützpunkten der Kurve wird linear interpoliert. Die Elliptizität ist als das Verhältnis $\frac{b}{a}$ von kleiner Achse b zu großer Achse a definiert. Im Falle eines Kreises ist $\epsilon = 1$. Die Lage der großen Achse einer Ellipse relativ zur großen kinematischen Achse der Galaxie wird durch $PA_{ell}(r)$ definiert.

Eine Überprüfung dieses Balken-Ansatzes ist in 2.5.7 durch Vergleich zu Rechnungen von Modell 001 von Athanassoula (1992a, b) durchgeführt worden.

2.5.5 Berechnung der Bahnen

An dieser Stelle beschreibe ich, wie für den Fall des geneigten Ringe-Systems und des planaren Systems die einzelnen Modellbahnen berechnet werden. Dabei werden die Parameter der Bahnen wie Elliptizität $\epsilon(r)$ und Positionswinkel $PA_{ell}(r)$ aus den Eingabekurven

verwendet.

Zunächst wird für jeden Radius r eine kreisförmige Bahn berechnet. Dazu wird der Ringumfang in mindestens $N=3000$ Punkte unterteilt, die vom Zentrum aus gemessen den gleichen Winkelabstand $\Delta\phi$ haben. Bei bekannter Orbitalgeschwindigkeit, wie sie für jeden Radius über die Rotationskurve gegeben ist, kann jedem Punktabstand auf der Bahn eine konstante zeitliche Differenz zugeordnet werden. (Für die beiden speziellen Fälle NGC 3227 und NGC 1068 sind die Ableitungen der Rotationskurven in 5.3, 5.4 und 8.1 beschrieben und diskutiert.) Dieser Ansatz bietet den Vorteil, daß bei einer Drehung der Bahn im Raum nur die Koordinaten der an sich äquidistanten Punkte geändert werden. Somit können die projizierten Geschwindigkeitsvektoren zwischen benachbarten Punkten nach der Transformation leicht als Quotient der projizierten Abstandskoordinaten zweier benachbarter Punkte und der konstanten Zeitdifferenz errechnet werden.

Die Bewegung von Gas in Balkenpotentialen findet im wesentlichen in x1- und x2-Bahnen statt (s. 2.4.3.2). Dem Modellansatz von Telesco & Decher (1988) (s. 2.5.4) zu Folge können diese in guter Näherung als geschlossene elliptische Bahnen, die im ihrem Mittelpunkt auf dem Kern zentriert sind, beschrieben werden. (Es handelt sich hierbei nicht um Kepler-Ellipsen.) Für den Fall der elliptischen Bahnen wird die kleine Halbachse als Referenzradius gewählt, dem die entsprechende Rotationsgeschwindigkeit zugeordnet wird. Die Ellipsenform wird durch Dehnung der ursprünglichen Kreisbahn entlang einer Koordinatenachse erzielt:

$$\begin{aligned} x(r)_n &= r/\epsilon \times \sin(n \cdot \Delta\phi) \\ y(r)_n &= r \times \cos(n \cdot \Delta\phi) \quad (0 \leq n \leq N) \end{aligned} \quad (2.54)$$

Die Bahnen entsprechen Ellipsen der Form $\frac{x^2}{a^2} + \frac{y^2}{b^2} = 1$. Die Größen $a = r/\epsilon$ und $b = r$ sind die große und kleine Halbachse der Ellipse. Der Umfang U kann für kreisförmige und elliptische Bahnen durch die Näherung $U = \pi \times (\frac{3}{2}(a+b) - \sqrt{ab})$ beschrieben werden. Die Kreisbahnen sind hier als der Spezialfall $a = b$ enthalten. Aus der Ellipsendefinition und der Bestimmung der Bahn folgt sofort, daß sich die Geschwindigkeiten von kleiner zu großer Halbachse umgekehrt wie das Achsenverhältnis verhalten.

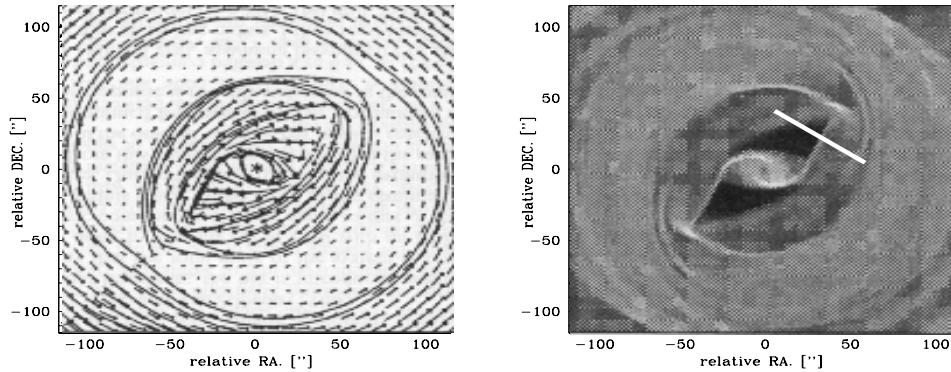
Um den Effekt der erhöhten Dichte an den führenden Seiten des Balkens zu verstärken und bei kleinen Radien noch räumlich aufzulösen, ist es möglich nur die beiden Quadranten der Bahn zu besetzen, die der jeweils führenden Seite des Balkens entsprechen. Man kann dabei innerhalb eines Modells für verschiedene Radien ganze Bahnen oder nur Teile davon in zwei diagonal gegenüber liegenden Quadranten besetzen.

Die planaren Bahnen können nun für den Fall des 'Tilted Ring Model' entsprechend der Neigung ω und dem Präzessionswinkel α aus der Ebene gedreht werden. Anschließend wird die Bahn entsprechend der Orientierung der beobachteten Quelle am Himmel gedreht. Die Drehungen im Raum sind analog der in 2.3.2 beschriebenen Transformation. Um den Datenkubus zu erhalten, werden die Bahnpunkte den entsprechenden Auflösungselementen zugeordnet.

2.5.6 Ausgabekuben und -daten

Neben dem 3-dimensionalen Kubus, der die beobachteten Daten repräsentiert, werden noch die 3-dimensionale räumliche Verteilung, die Eigenbewegungen am Himmel und in der Ebene der Galaxie sowie (optional) die Bahnen in der Galaxienebene berechnet und ausgegeben. Diese Vielzahl an weiteren Informationen ermöglicht es, die Modelle mit denen aus der Literatur zu vergleichen. Dazu eignen sich besonders die Geschwindigkeitsfelder der Eigenbewegungen, da in der Literatur die Modelle meistens in Aufsicht gezeigt werden. Die 3-dimensionale räumliche Verteilung erlaubt das Modell der Galaxie plastisch darzustellen.

MODEL 001



3D RINGS

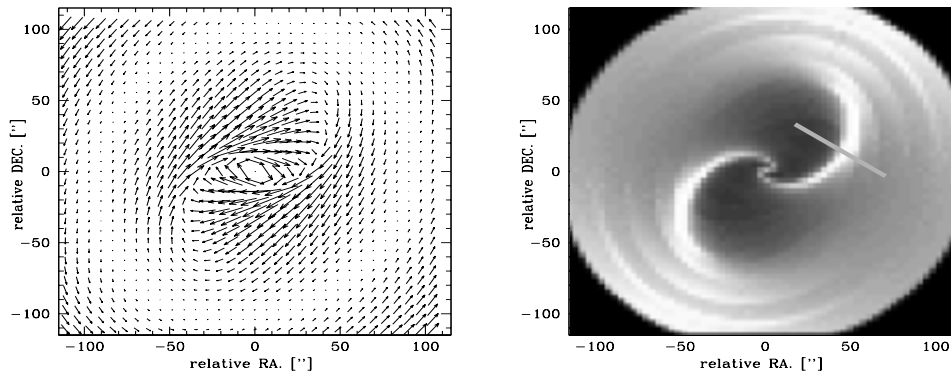


Abbildung 2.21: Vergleich meines Modellansatzes zu der Dichteverteilung (oben rechts) und dem Geschwindigkeitsfeld (oben links) von Athanassoulas Modell 001 (1992b). Die entsprechenden Ergebnisse aus meinem Balkenansatz (mit 3DRings) sind in den unteren beiden Abbildungen dargestellt. Wie in Athanassoula (1992b) habe ich von dem gesamten Geschwindigkeitsfeld das einer starr-rotierenden Scheibe mit der Winkelgeschwindigkeit Ω_P an der Korotation subtrahiert. In beiden Dichteverteilungen (rechts) sind die Spalt-Positionen für Abb. 2.22 durch eine Linie gekennzeichnet.

2.5.7 Verifikation des Balkenansatzes

Um zu überprüfen inwieweit der ursprüngliche Ansatz von Telesco & Decher (1988) gerechtfertigt ist, habe ich die von mir vorgenommene (und in den vorangegangenen Abschnitten beschriebene) Implementierung von elliptischen Bahnen in Balkenpotentialen mit den Ergebnissen von Modellrechnungen von Athanassoula (1992a, 1992b) verglichen. Dabei zeigt sich, daß die Bahnformen in erster Näherung als elliptisch angenommen werden können und die Geschwindigkeiten an der kleinen Achse (Apogalaktikon) größer sind als diejenigen an der großen Achse (Perigalaktikon). Die im vorhergehenden Abschnitt (s. 2.5.5) behandelte Wahl der elliptischen Bahnen beschreibt dieses Verhalten sehr gut.

Zusätzlich zu diesem qualitativen Vergleich habe ich meine Ergebnisse quantitativ anhand des Modells 001 von Athanassoula (1992a, 1992b) verglichen. Dazu wurde eine Rotationskurve ähnlich der in Abb. 1 von Athanassoula (1992b) verwendet. Die Elliptizitäten und Positionswinkel der in 3DRings benutzten Ellipsen habe ich als glatte Funktionen unter der Randbedingungen, daß sich die Bahnen nicht kreuzen, so gewählt, daß die Intensitätskarte und das Geschwindigkeitsfeld meines Modells gut mit dem Fall 001 von Athanassoula (1992 a,b) übereinstimmen. Das Geschwindigkeitsfeld ist im Ruhesystem des Balkens in Abb. 2.21 dargestellt. Dazu habe ich ein zirkulares Scheibenmodell mit konstanter Intensitätsbelegung und einer linear ansteigenden Rotationskurve, die am Radius der Korotation die gleiche Winkelgeschwindigkeit wie mein Modell besitzt, abgezogen. Der Vergleich der beiden Modelle zeigt eine sehr gute Übereinstimmung.

Ein weiterer detaillierter Vergleich zwischen den Modellen wurde anhand von Intensitäts- und Geschwindigkeitsprofilen entlang eines Spalts senkrecht zur Staubschur einer Balkenhälfte durchgeführt. Dabei wurde eine ähnliche Geometrie wie in Abb. 2 von Athanassoula (1992b) gewählt. Aufgrund der in der Staubschur auftretenden Schocks beobachtet man dort Sprünge im Intensitäts- und Geschwindigkeitsverlauf. Der Intensitätsverlauf zeigt dabei ein Maximum auf der Staubschur. Während die Geschwindigkeit stromaufwärts maximal ist, nimmt sie stromabwärts nach dem Schock in der Staubschur einen wesentlich kleineren Wert an. Wie in Abb. 2.21 und 2.22 zu erkennen ist, stimmen die Ergebnisse meiner Rechnung qualitativ mit denen von Athanassoula (1992b) sehr gut überein. Dies zeigt, daß der von mir gewählte Ansatz, die Gasdynamik in Balkenpotentialen zu parametrisieren, in hinreichender Übereinstimmung mit den Ergebnissen theoretischen Rechnungen und Vielteilchensimulationen steht und daher ausgezeichnet geeignet ist, durch Anpassung der beobachteten x-y-Kuben mit einem solchen Modell nach Balkenstrukturen zu suchen.

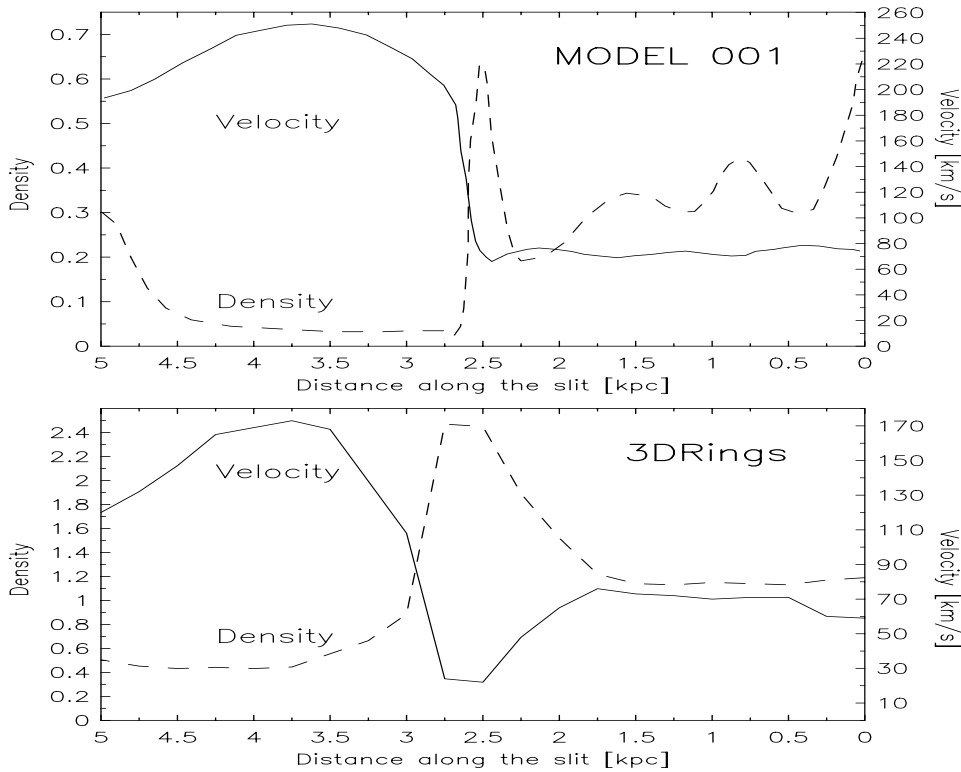


Abbildung 2.22: Vergleich der Schockfronten zwischen dem Modell 001 von Athanassoula (1992b) und meinen Modellrechnungen. Entlang des in Abb. 2.21 gekennzeichneten Spalts über die Schockfront sind zum besseren Vergleich von SW (links) nach NE (rechts) die Geschwindigkeiten im Modells 001 (durchgezogene Linie) sowie die Dichteverteilungen (gestrichelte Linie) aufgetragen. Der 3DRings-Balkenansatz wurde mit einer dem Modell 001 ähnlichen Rotationskurve gerechnet. Man erkennt in beiden Fällen, daß an der Position der Schockfront die Dichte sprunghaft ansteigt, während die Geschwindigkeit stark abfällt. Dadurch ist demonstriert, daß der 3DRings-Balkenansatz qualitativ (und innerhalb tolerabler Grenzen auch quantitativ) vergleichbare Ergebnisse wie die exaktere theoretische Rechnung liefert. Somit kann 3DRings benutzt werden, um durch Anpassung des 3-dimensionalen Datenkubus (xyv-Kubus) nach Balken zu suchen.

Kapitel 3

NIR-Beobachtungen von NGC 3227

Der nahinfrarote Wellenlängenbereich eignet sich gut, die Beiträge von Sternen, AGN sowie der Emission von heißem Staub zu dem beobachteten Licht aufgrund des geringeren Einflusses der Extinktion zu untersuchen. Die abbildenden NIR-Daten mit ihrer hohen Winkelauflösung erlauben eine Analyse der Strukturen (s. 3.1), während die spektralabbildenden NIR-Daten (s. 3.2) zum einen Aussagen über die räumliche Verteilung der Linienemission zu lassen, zum anderen eine Untersuchung der stellaren Population sowie auch der physikalischen Eigenschaften des molekularen Wasserstoffs erlauben.

Man sieht, wie im Folgenden gezeigt wird, daß der Kern von NGC 3227 im K-Band (s. 3.1.2) unaufgelöst ist und Anzeichen von Staubemission zeigt. Dies wird auch durch die Analyse der 3D-Daten (s. 3.2.6) bestätigt, die zeigt, daß etwa 50 % des Kontinuums nicht-stellaren Ursprungs (in einer 3.6'' Apertur) sind. Die Untersuchung der VJHK-Farben (s. 3.1.3) zeigt deutlich einen Ring (Radius $\sim 1.5''$) sowie den Ionisationskegel. Zudem wird die Möglichkeit eines Balkens (s. 3.1.4) untersucht.

Aus der Analyse der 3D-Daten ergibt sich, daß der aufgelöste Sternhaufen von M-Sternen dominiert (s. 3.2.5) und mindestens jünger als $\sim 10^9$ yr ist sowie nur ~ 10 % der nuklearen dynamischen Masse ausmacht (s. 3.2.6 und s. 3.2.8). Daneben konnten Linien aus der BLR, NLR und CR (s. 3.2.4) detektiert werden. Die Verteilung des heißen molekularen Wasserstoffs (s. 3.2.10) konnte leicht aufgelöst werden und zeigt eine auf den Kern konzentrierte Ausdehnung.

Eine Zusammenfassung der Beobachtungsläufe, während der diese Daten aufgenommen wurden, ist in Tab. 3.1 gegeben. Im Folgenden werde ich auf die abbildenden und spektralabbildenden Beobachtungen getrennt eingehen.

3.1 Abbildende Nah-Infrarot und HST V-Band Aufnahmen

Abbildende NIR-Aufnahmen erlauben die Kontinuumsflußdichte als Funktion der Position zu bestimmen. Zusammen mit spektralen Ergebnissen können physikalische Parameter für NGC 3227 abgeleitet werden (s. folgende Kapitel). Durch den Vergleich zwischen den optischen und den NIR-Aufnahmen ist es möglich aus den Farben eine Abschätzung

des Beitrag der Extinktion zu erhalten, für den die Linienflüsse dann korrigiert werden können.

Tabelle 3.1: Log der NIR-Beobachtungen von NGC 3227

Kamera	Teleskop	J	H	K	Kommentar
SHARP 1	NTT	0.55''	0.35''	0.35''	Auflösung bei Referenzstern (FWHM)
		3750 s	1900 s	4200 s	T_{int} Juni 1996
3D	3.5 m CA		1840 s	3200 s	T_{int} Dez. 1995
3D	WHT		1160 s	3910 s	T_{int} Dez./Jan. 1995/96

Die Integrationszeiten beziehen sich jeweils auf die Integration auf der Quelle. Für 3D sind die erzielten Auflösungen als obere Grenze an NGC 3227 selbst gemessen worden. Im H-Band erhält man eine Auflösung von $\text{FWHM} \sim 1.6''$ und im K-Band von $\text{FWHM} \sim 1.3''$.

3.1.1 Kalibration und räumliche Auflösung

Um die Strukturen von NGC 3227 im NIR und Optischen mit höchster Winkelauflösung zu untersuchen, habe ich NIR-Speckle-Interferometrie-Daten, die mit der MPE SHARP 1-Kamera aufgenommen wurden, direkte NIR-Daten, die am IAC mit WHIRCAM unter guten Seeing-Bedingungen aufgenommen wurden, sowie optische V-Band-Aufnahmen vom HST herangezogen.

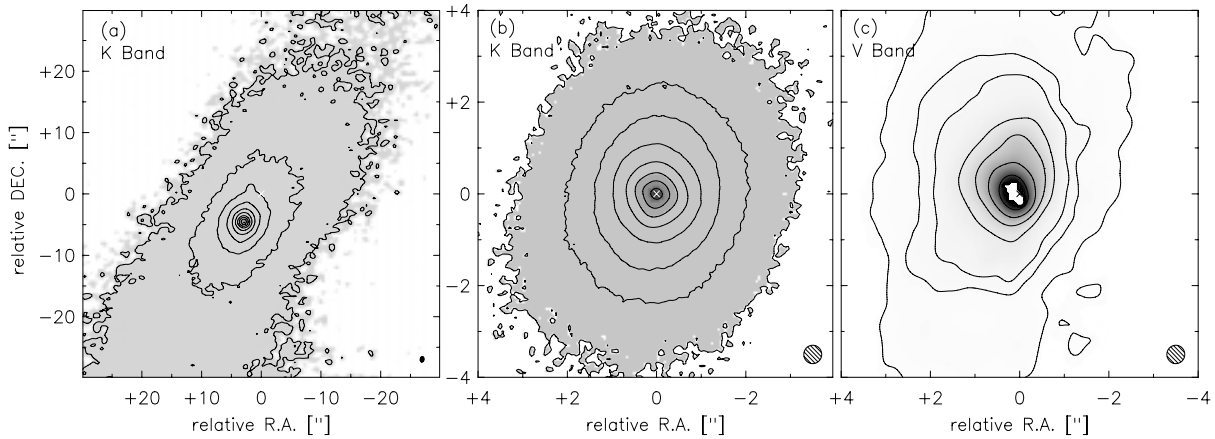


Abbildung 3.1: K-Band-Aufnahmen (IAC + SHARP1) und V-Band-Aufnahme (HST) von NGC 3227. (a) IAC: Kontourlinien bei 0.25, 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 und 100% der maximalen Intensität 2.1 mJy/pixel (1 Pixel = $0.245'' \times 0.245''$) (b) SHARP1: Kontourlinien bei 0.5, 1, 2, 4, 8, 16, 32, 64 und 100% der maximalen Intensität von 0.3 mJy/pixel (1 Pixel = $0.05'' \times 0.05''$) (c) HST: Kontourlinien bei 2, 3, 4, 8, 16, 32, 64 und 100% der maximalen Intensität von 1.1×10^{-5} Jy/pixel (1 Pixel = $0.05'' \times 0.05''$)

3.1.1.1 SHARP1-Daten

Die Daten der einzelnen Tage wurden, wie im Anhang A.3.1 beschrieben, mit Hilfe des Referenzsterns 35 Leo kalibriert. Der Fehler bei der relativen Flußkalibration beträgt etwa 5 - 8 %, wie der Vergleich der Ergebnisse einzelner Tage miteinander zeigt. Wenn man noch Fehler bei der Kalibration des Referenzsterns und systematische Fehler, die durch die Wahl des Farbensystems und der Filterdurchlässigkeit entstehen (s. auch Schinnerer 1996), berücksichtigt, erhält man einen Gesamtfehler für die Bestimmung der Flußdichte von etwa 10 %.

Bei den Beobachtungen wurde der Kern von NGC 3227 nacheinander in die vier Quadranten des NICMOS3-Arrays der SHARP1-Kamera positioniert. Die Daten wurden dann zu einem Mosaik mit größerem Gesichtsfeld verarbeitet. Bei der Erstellung der Mosaike (Abb. 3.1) für die einzelnen Tage mußte der Hintergrund auf einen gemeinsamen Wert gesetzt werden. Nach einem Vergleich der kalibrierten SHARP1-Daten mit den IAC-Daten erschien der in den SHARP1-Daten verbleibende Hintergrund als zu niedrig. Der Unterschied liegt im Rahmen der vorher angebrachten Korrekturen. Ein leicht höherer Hintergrund erscheint auch dadurch gerechtfertigt, daß das Gesichtsfeld der SHARP1-Kamera nur den inneren Teil der Galaxie beinhaltet. Ein Vergleich zwischen den hier gemessenen Flußwerten und Werten aus der Literatur zeigt eine Übereinstimmung von etwa $\pm 0.20^{mag}$ zwischen den einzelnen Messungen. Die erzielte räumlich Auflösung, gemessen am Referenzstern, beträgt für das J-Band 0.55'' und für das H- und K-Band jeweils 0.35'' (ohne Entfaltung).

Tabelle 3.2: NIR-Flußdichten und -Farben von NGC 3227 bei 0.55'' Auflösung

Aper.	J		H		K		J - H	H - K	J - K
["]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mag]	[mag]	[mag]
0.4	3.18	14.36	4.73	13.39	6.42	12.48	0.98	0.91	1.88
0.6	6.57	13.58	9.84	12.59	13.06	11.71	0.98	0.88	1.87
1.0	14.63	12.71	21.19	11.76	26.61	10.94	0.95	0.82	1.77
1.4	22.43	12.24	31.07	11.34	37.18	10.57	0.90	0.77	1.67
1.8	29.45	11.95	39.31	11.09	45.39	10.36	0.86	0.73	1.59
2.2	35.68	11.74	46.40	10.91	52.23	10.21	0.83	0.70	1.53
2.6	41.06	11.59	52.49	10.77	58.02	10.09	0.81	0.68	1.50
3.0	45.74	11.47	57.84	10.67	63.09	10.00	0.80	0.67	1.47
3.6	51.91	11.33	64.84	10.55	69.65	9.89	0.79	0.65	1.44
4.6	60.53	11.17	74.58	10.39	78.67	9.76	0.77	0.63	1.40
6.0	70.51	11.00	85.71	10.24	89.07	9.63	0.76	0.62	1.37
9.0	87.79	10.76	105.05	10.02	107.94	9.42	0.74	0.60	1.34
9.1	88.27	10.76	105.62	10.02	108.51	9.41	0.74	0.60	1.34

NIR-Flußdichten und -Farben gemessen auf dem Kern in verschiedenen Aperturen in NGC 3227. Die Kalibrationsfehler in jedem Band betragen für die verschiedenen Tage 7.8 % (J-Band), 4.8 % (H-Band) und 5.7 % (K-Band). Hinzu kommen noch Fehler in der Kalibration des Standardsterns 35 Leo sowie systematische Fehler, so daß der gesamte Fehler für jedes Band bei etwa 10 % liegt.

3.1.1.2 IAC-Daten

Das Gesichtsfeld beträgt $62.72'' \times 62.72''$. Die Daten (Abb. 3.1) wurden mit Hilfe der SHARP1-Meßergebnisse sowie zusätzlicher Literaturwerte (McAlary et al. 1983, Kotilainen et al. 1992, s. Tab. D.2) kalibriert, da keine Referenzstern-Beobachtungen vorlagen. Dazu wurden Aperturen mit genügend großem Durchmesser (von $3''$, $4.6''$ und $6''$) gewählt, um Effekte aufgrund der unterschiedlichen Auflösung vernachlässigen zu können und zugleich einen nur geringen Einfluß des Hintergrunds zu haben. Der Vergleich mit Literaturwerten zeigt hier eine Übereinstimmung von etwa $\pm 0.10^{mag}$ für unterschiedliche Aperturgrößen. Eine deutlich größere Abweichung findet man für die $18.2''$ Apertur bei McAlary et al. (1983), wobei allerdings eine entsprechende Korrektur des Bildhintergrunds zu negativen Flußwerten in den äußeren Bereichen der Galaxie führt. Deshalb erscheint die angewandte Kalibration als gerechtfertigt, zumal die Werte für größere Aperturen ($9''$ und $12''$) bei Kotilainen et al. (1992) im Rahmen der Fehler gut mit den hier gemessenen übereinstimmen. Die räumlich Auflösung der IAC-Daten beträgt etwa $1''$ (als obere Grenze gemessen am Kern von NGC 3227). Der Beam ist im Gegensatz zu den SHARP1-Daten allerdings leicht elliptisch mit einem Positionswinkel der langen Halbachse von etwa -10° und einem Verhältnis von 0.86 im J-Band und 0.71 für das H- und K-Band, wobei die lange Achse jeweils etwa eine Länge von $0.9''$ aufweist.

Tabelle 3.3: NIR-Flußdichten und -Farben der IAC-Daten bei $1.0''$ Auflösung

Aper.	J		H		K		J - H	H - K	J - K
[$''$]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mag]	[mag]	[mag]
1.0	16.47	12.58	20.43	11.80	26.90	10.93	0.78	0.87	1.65
2.0	33.26	11.82	40.49	11.06	46.50	10.33	0.76	0.73	1.48
3.0	46.27	11.46	56.02	10.70	60.78	10.04	0.75	0.66	1.42
3.6	52.00	11.33	62.81	10.58	67.08	9.93	0.75	0.65	1.40
4.6	58.97	11.19	70.91	10.45	74.69	9.82	0.75	0.63	1.38
6.0	68.17	11.04	81.48	10.30	84.79	9.68	0.74	0.62	1.36
9.0	83.63	10.81	99.36	10.08	102.48	9.47	0.73	0.61	1.34
9.1	84.20	10.81	100.04	10.07	103.17	9.47	0.73	0.61	1.34
12.0	97.39	10.65	115.73	9.92	119.64	9.31	0.73	0.61	1.34
18.2	122.74	10.40	147.47	9.65	156.31	9.02	0.74	0.64	1.38

NIR-Flußdichten und -Farben gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in verschiedenen auf den Kern zentrierten Aperturen. Die Flußkalibration erfolgte über die $3.0''$, $4.6''$ und $6.0''$ Aperturen der SHARP-Daten. Die erhaltenen Kalibrationsfehler innerhalb eines Band betragen 2 % (J-Band), 0.1 % (H-Band) und 0.4 % (K-Band). Hinzu kommen desweiteren die Fehler der SHARP-Flußkalibration, so daß der gesamte Fehler der Flußkalibration bei etwa 10 % liegt. Aufgrund der größeren Unsicherheit bei der Kalibration im J-Band liegt der Fehler hier eher bei 11.5 %.

3.1.1.3 HST-Daten

Die HST-Aufnahme von NGC 3227 (P.I. Malkan) ist im Kern überbelichtet (Abb. 3.1), woraus sich einige Probleme bei der Kalibration ergeben. Es wurde der Ausschnitt der Planetarischen Kamera (PC1) gewählt, der eine etwas feinere Pixelskala ($0.0455''/\text{pixel}$) als die SHARP1-Kamera besitzt. Die Daten wurden für tote Pixel mit der entsprechenden

Programmroutine korrigiert. Nicht erkannte "heiße Pixel" wurden von Hand korrigiert. Um die Lage des Zentrums der Galaxie in der Aufnahme zu bestimmen, wurde der nördliche Knoten (s. 3.1.5) und der vom HST angegebene Rotationswinkel der Aufnahme herangezogen. Die erwartete Position in der richtig orientierten Aufnahme wurde aus der Position des Knoten in den SHARP1-Daten bestimmt und daraus das zentrale Pixel errechnet. Die Pixelskala der HST-Aufnahme wurde auf die der SHARP1-Kamera korrigiert. Ebenso wurde die Aufnahme auf die räumliche Winkelauflösung der H- und K-Band Daten von 0.35" FWHM gefaltet, um die Farben zusammen mit den NIR-Bändern zu errechnen. Dazu wurden vorher die überbelichteten Pixel durch radial nach innen linear interpolierte Werte ersetzt, um Faltungsfehler am Rand der Überbelichtung zu minimieren. Anschließend wurden die überbelichteten Pixel in der gefalteten Aufnahme maskiert. Um die Daten zu kalibrieren, wurden die Messungen von McAlary et al. (1983) in verschiedenen Aperturen verwendet, um die Flußdichte in den sich daraus ergebenden Aperturringen zu bestimmen. Die räumliche Auflösung der V-Band-Daten beträgt etwa 0.10" FWHM, gemessen am nördlichen Knoten.

3.1.2 Eigenschaften des Kerns von NGC 3227

Der Kern von NGC 3227 ist in allen drei NIR-Bändern (SHARP1-Daten) eine kompakte Quelle (Abb. 3.2), die im J- und leicht im H-Band im Vergleich zu dem Referenzstern, jedoch *nicht* im K-Band, aufgelöst werden konnte. Die Untersuchung der JHK-Farben des Kerns deuten auf einen stellaren Anteil von (20 - 50) % hin, der eine Extinktion von wenigen Magnituden besitzt. Der nicht-stellare Anteil stammt wahrscheinlich von Staubemission bzw. der Kontinuumsmission des AGNs selbst. Daneben existiert eine ausgedehnte Komponente, die in einem Abstand von etwa 1" mindestens ~ 50 % der beobachteten Emission liefert. Deren JHK-Farben deuten auf einen hohen stellaren Anteil sowie noch Beiträgen von Staub oder Extinktion hin.

Die radial-gemittelten Flußdichten: Wenn man die radialen Mittel aus den Karten bestimmt und mit den radialen Mitteln des Referenzsterns vergleicht, erkennt man, daß der Kern gegenüber dem Referenzstern ausgedehnt ist. Besonders deutlich ist dies im J-Band, während es im H-Band schon weniger ausgedehnte Emission gibt, die im K-Band kaum mehr nachweisbar ist, da dort das Profil vom Referenzstern mit dem der Galaxie weitestgehend übereinstimmt. Um die tatsächliche Kerngröße zu erhalten, wurden die FWHM der radialen Flußdichten von Referenzstern und Kern in Abb. 3.2 bestimmt. Man erhält jetzt die wahre Größe θ_{real} des Kerns unter der Annahme, daß sowohl die beobachtete Kerngröße θ_{obs} als auch der Beam θ_{beam} gaußförmig sind und daher folgender Beziehung genügen (quadratische Entfaltung):

$$\theta_{real} = \sqrt{(\theta_{obs})^2 - (\theta_{beam})^2} \quad (3.1)$$

Man findet, daß die FWHM im J-Band 0.45" beträgt und damit fast doppelt so groß wie im H-Band (s. Tab. 3.4) ist. Allerdings stimmen die radialen Mittel im J-Band bis zu einem Radius 0.15" mit denen des Referenzsterns überein, was auf eine unaufgelöste Quelle hindeutet. Um dies genauer zu untersuchen, sind Daten mit einer deutlich höheren

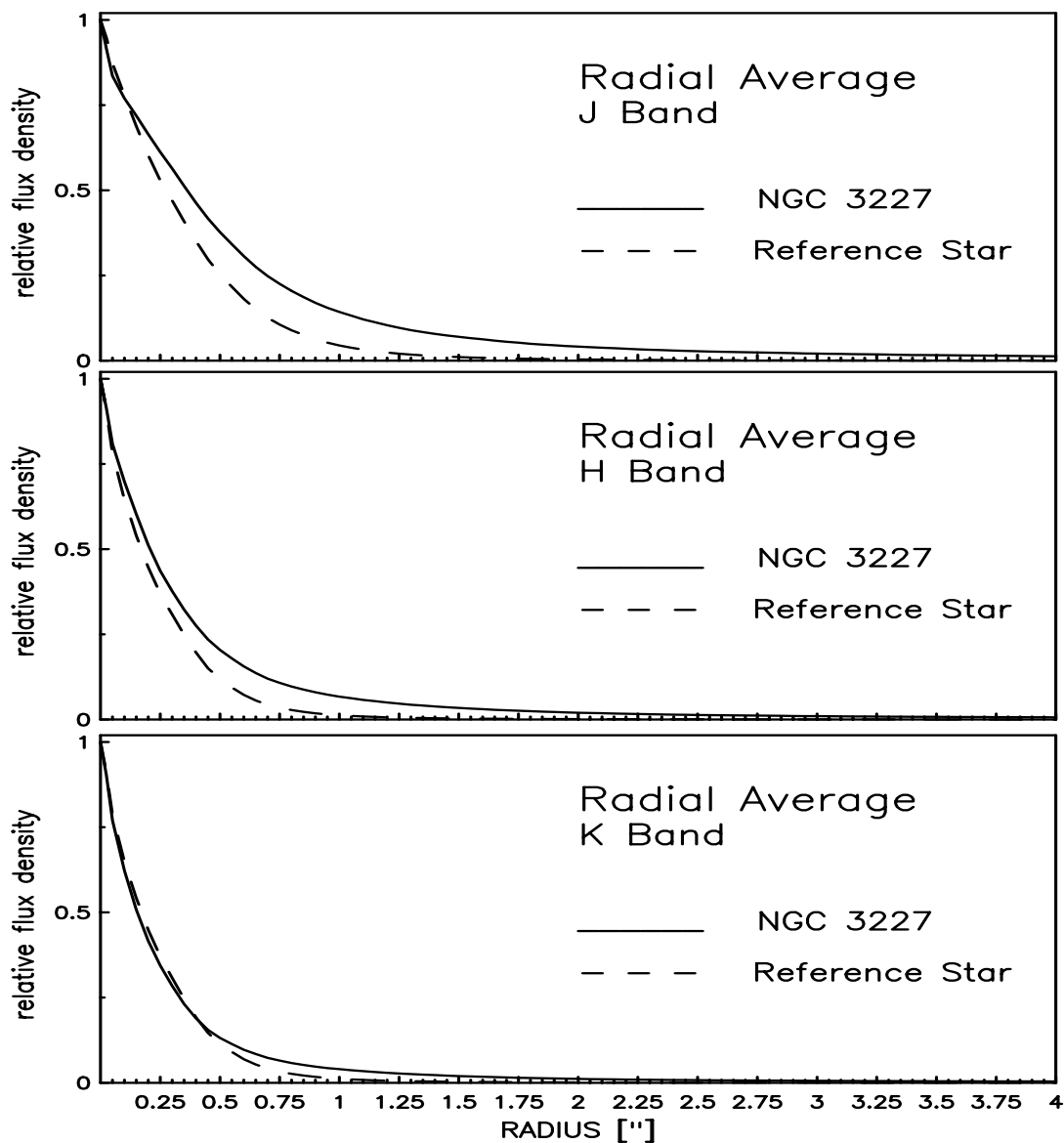


Abbildung 3.2: Vergleich der radialen Mittel der Flußverteilung in NGC 3227 zu einem Referenzstern als PSF in den NIR-JHK-Bändern. Die radialen Mittel wurden in Schritten von einem Pixel ($0.05''$) errechnet, um die PSF und den Kern gut abzutasten. Anschließend wurden die Kurven auf den Maximalwert normiert.

räumlichen Winkelauflösung erforderlich. Über die Größe der Kerns läßt sich im Optischen (Abb. 3.1) aufgrund der Überbelichtung nichts aussagen.

Tabelle 3.4: Kerngrößen von NGC 3227 aus den radialen Mitteln

FWHM	J	H	K
θ_{obs}	0.75	0.50	0.44
θ_{beam}	0.60	0.44	0.44
θ_{real}	0.45	0.24	unaufgelöst

FWHM bestimmt aus den normierten radialen Mitteln von NGC 3227 und den Referenzstern in den NIR-Bändern (Abb. 3.2).

Die Kernprofile der radialen Mittel deuten auf mehrere Komponenten hin, die im Kern zum Gesamtfluß beitragen. Besonders gut sieht man die ausgedehnte Komponente des Kerns bei einem Radius von etwa $1.0''$. Die Beiträge dieser Komponente in verschiedenen Aperturen und Ringen zu dem Gesamtfluß sind in Tab. 3.5 zusammengefaßt. Dazu wurde in den jeweiligen Aperturen der Beitrag einer unaufgelösten Punktquelle, die auf das Maximum normiert war, abgezogen. Daraus folgt, daß die Beiträge für die ausgedehnte Komponente nur eine untere Grenze darstellen. Wie man sieht, ist der Beitrag dieser Komponente im J- und H-Band höher als im K-Band, was bedeutet, daß der AGN-Kern die Emission im K-Band dominiert.

Tabelle 3.5: NIR-Eigenschaften des Kerns in NGC 3227

Aper.	J		H		K		J - H	H - K	J - K
[$''$]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mag]	[mag]	[mag]
% in 6.0	29 %		27 %		9 %				
	20.55	12.34	23.03	11.67	8.20	12.22	0.67	-0.55	0.12
% in 3.0	23 %		23 %		5 %				
	10.54	13.06	13.55	12.25	3.43	13.16	0.81	-0.91	-0.10
% in r =	56 %		68 %		49 %				
0.5 - 1.5	17.51	12.51	24.76	11.59	17.90	11.37	0.92	0.22	1.14

NIR-Flußdichten und -Farben der ausgedehnten Komponente im Kern von NGC 3227 gemessen in zwei Aperturen sowie einem Ring. Als ausgedehnte Komponente wird die Emission bezeichnet, die in den radialen Mitteln der Flußdichte von NGC 3227 über den Werten des Referenzsterns liegt. D.H., es wurde in den jeweiligen Aperturen der Beitrag einer unaufgelösten Punktquelle, die auf das Maximum normiert war, abgezogen. Daher stellen die Beiträge der ausgedehnten Komponente nur eine untere Grenze da.

Die radial-gemittelten Farben: In den radial-gemittelten NIR-Farben (Abb. 3.3) sieht man deutlich, wie der Einfluß des aktiven Kerns mit zunehmendem Abstand geringer wird und die Farben deutlich blauer werden. Die radial-gemittelten NIR-Farben (Abb. 3.3) zeigen zwischen dem sehr roten Kern ($J-H=0.98^{mag}$, $H-K=0.88^{mag}$ in $0.6''$ Apertur) und der ausgedehnten Komponente bei einem Radius von etwa $1.0''$ eine Differenz von etwa 0.4^{mag} . Die V-H und V-K-Farben zeigen eine Rötung innerhalb eines Radius von $0.5''$. Daran anschließend findet man ein Maximum bei einem Radius von $1.3''$, das nicht in den reinen NIR-Farben auftritt, was auf eine Extinktion im Optischen hindeutet.

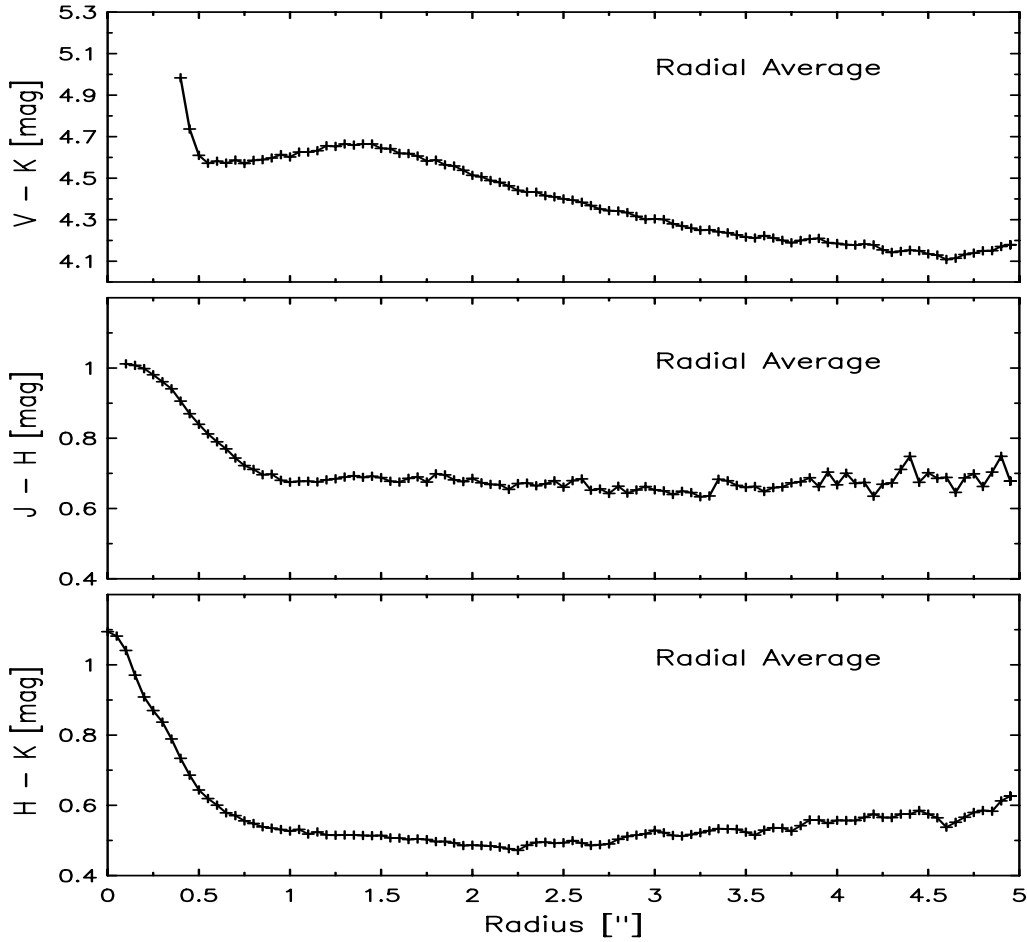


Abbildung 3.3: Vergleich der radialen Mittel der Farben in NGC 3227. Die radialen Mittel der Flußdichten wurden in Schritten von einem Pixel ($0.05''$) ermittelt, um dann aus ihnen die Farben zu errechnen. Aufgrund des gesättigten Kerns in der V-Band-Aufnahme des HST kann die V-K-Farbe erst ab einem Radius von $0.35''$ angegeben werden.

Die sehr roten Farben des Kerns kann man durch einen Beitrag von Staubemission ($T=600$ K) von ungefähr 50 % und einer Extinktion von etwa $A_v=3^{mag}$ zusätzlich zu den Sc-Spiralgalaxie-Farben leicht erklären. Alternativ können die Farben durch eine Kombination eines (Potenzgesetz-)Anteils zu der Emission (mit $S_\nu \propto \nu^{-1.5}$) des aktiven Kerns, der dann bis zu 50 % ausmachen kann, eines Staubemissions-Anteils von nur noch 30 % und einem stellaren Anteil von noch etwa 20 % erklärt werden. Für das Verhältnis der stellaren Farben zu reinen QSO-Farben, wie es in Fig. 6 bei Eckart et al. (1994) dargestellt ist, erhält man einen Wert von etwa 0.25 bis zu 0.50 für den Fall, daß die stellaren Farben durch Extinktion leicht gerötet sind. Dieses Verhältnis entspricht einem stellaren Beitrag von 20 - 30 % unter der Annahme, daß es keine weiteren Emissionsbeiträge, wie zum Beispiel durch heißen Staub gibt.

Mit Farben von $J-H=0.65^{mag}$ und $H-K=0.50^{mag}$ liegt die ausgedehnte Komponente auf

der roten Seite relativ zu den typischen Farben für Sc-Galaxien im JHK-Diagramm. Die Ursache dafür könnte ein relativ hoher Staubanteil von etwa 30 % mit einer Staubtemperatur von 600 K sein. Zum anderen kann man die Farben auch durch junge Sternpopulationen mit einer Extinktion ('screen case') von etwa $A_V = 5-6^{mag}$ erklären. Einen (Potenzgesetz-)Beitrag des Kerns kann man bei dieser Entfernung vom aktiven Kern (~ 73 pc) ausschließen. Ob diese jungen Sternpopulationen nur ringförmig verteilt sind oder auch im Kern selbst existieren, kann nicht eindeutig geklärt werden, da die Kernfarben deutlich vom aktiven Nukleus dominiert werden.

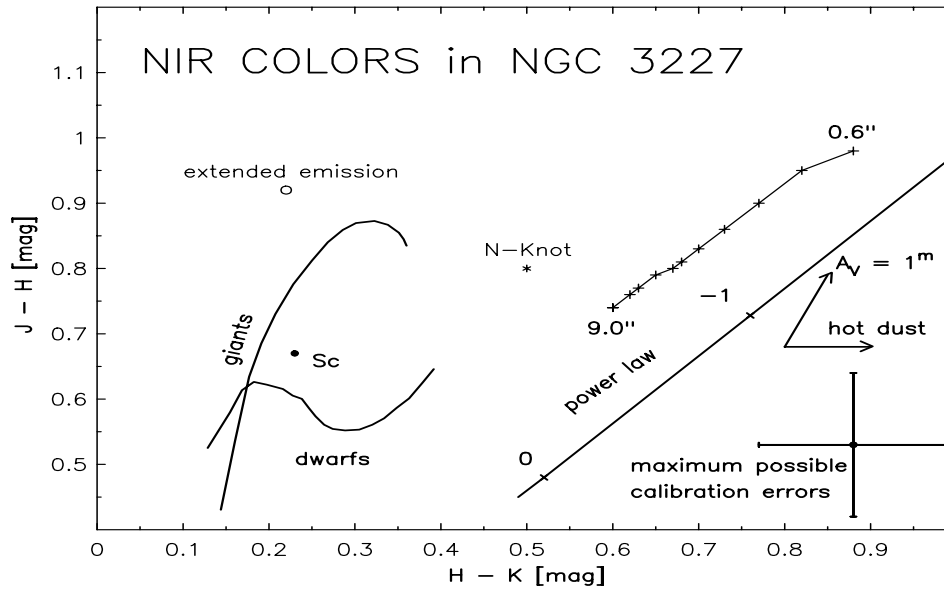


Abbildung 3.4: NIR-JHK-Diagramm von NGC 3227 in vollen Aperturen verschiedener Größe. (Aperturen von 0.6", 1.0", 1.4", 1.8", 2.2", 2.6", 3.0", 3.6", 4.6", 6.0", 9.0" gemessen in den SHARP1-Karten.) Werte des nördlichen Knoten (Stern) und ausdehnter Emission (o) in einem Ring mit Radien $0.5'' < r < 1.5''$ sind zusätzlich dargestellt. Zum Vergleich sind die typischen Farben von späten Zwergen (Dwarfs) und Riesen (Giants) sowie die typischen Farben einer Sc-Galaxie (Sc) eingetragen. Die zu erwartenden Beiträge von Extinktion und heißer Staubemission (Hot Dust) sowie das Potenzgesetz für einen reinen AGN sind ebenso dargestellt.

3.1.3 Eigenschaften der zirkum-nuklearen Region

In der HST-V-Band-Karte erkennt man deutlich, daß südwestlich des Kerns in einem Abstand von etwa 2.5" weniger Emission vorliegt. Dies deutet auf eine sogenannte Staubschur ('dustlane') hin. In den V-H bzw. V-K-Farben (Abb. 3.5) ist diese Struktur ebenfalls zu erkennen, wie man es aus den dynamischen Modellen für Balkengalaxien, als die NGC 3227 klassifiziert wurde, erwartet (Athanasoula 1992b). Zusätzlich findet man neben anderen schwachen Strukturen einen Knoten in etwa 5" nördlicher Richtung vom Kern, der weiter unten separat diskutiert wird.

In den Farben sind drei auffallende Strukturen: Zum einen ein Ring mit einem Radius von $\sim 0.9''$, eine westlich elongierte Struktur sowie ein blauer Kegel in NE-Richtung. Diese Strukturen stimmen überein mit dem molekularen Gasring (s. 4.2.3), der Verteilung der stellaren Emission und der NIR-H₂-Linienemission (s. 3.2.10) sowie dem Ionisationskegel (s.u.).

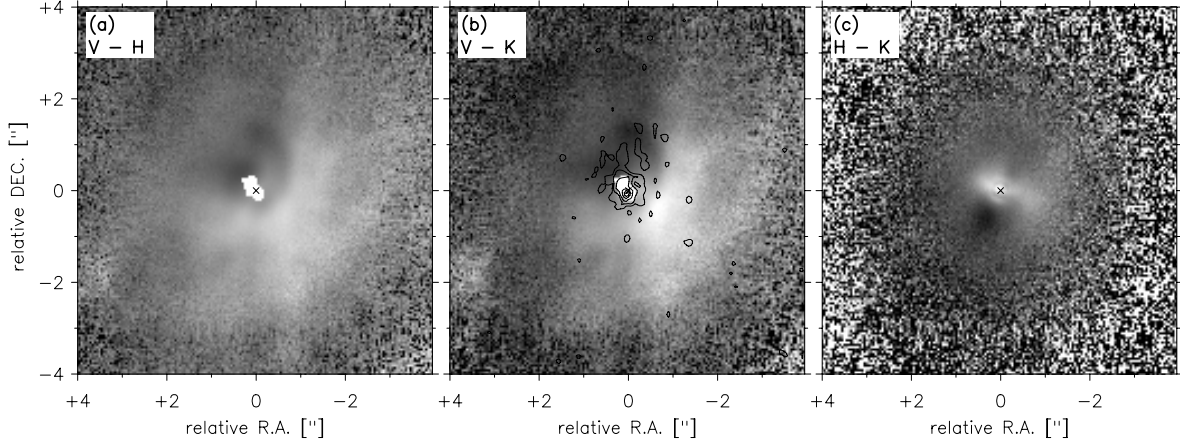


Abbildung 3.5: V-H-, V-K- und H-K-Farbkarte von NGC 3227 aus HST- und SHARP1-Daten bei einer Winkelauflösung von $0.35''$. In der V-K-Karte ist in Konturen von 0.5, 2, 8, 32, 64 und 100% des Maximums die [O III]-Linienemission dargestellt. In den V-H- und V-K-Farbkarten ist in hellen Grautönen ein roter Ring um den Nukleus zu erkennen. In Richtung des Ionisationskegels ([O III]-Konturen nach Nordosten) ist dieser Farbring blauer. Die rote Ostwest-Ausdehnung des Kerns in der H-K-Farbkarte steht in Übereinstimmung mit der in gleicher Richtung ausgedehnten H₂-Linienemission und stellaren Absorptionslinien.

Der Ring und die elongierte Struktur in den VJHK-Farben: In den inneren $2.5''$ findet man in den V-H/V-K-Farben südwestlich ein Ringsegment mit einem Radius von etwa $0.85''$, das sich, wenn auch deutlich schwächer in den anderen Bereichen fortsetzt und somit einen ganzen Ring bildet. Zwischen Kern und diesem Ring ist eine westliche Verbindung zu sehen. In den NIR-Farben ist der Teilring leicht in den H-K-Farben (Abb. 3.5) zu erkennen, während man die Rötung westlich des Kerns besser sieht.

Dieser Ring stimmt mit seinem Radius und seiner Orientierung gut mit dem molekularem Gasring überein, der in der ¹²CO-Linienemission kartiert wurde (s. 4.2.3). Die westliche, elongierte Verbindung stimmt mit der Ausdehnung, die man für die stellare Emission und auch die Verteilung der NIR-H₂-Linienemission aus den 3D-Daten (s. 3.2.10) ableiten kann, im Rahmen der schlechteren Auflösung der 3D-Daten überein. Neben der westlichen Staubspeur sieht man auch noch eine weitere östlich des Kerns, die in dem V-Band-Bild nicht so offensichtlich ist. Da sich beide Staubspeuren an der führenden Seite des Balkens befinden, ist es wahrscheinlich, daß entlang von ihnen molekulares Material transportiert wird. Die Staubspeuren treffen an einer Stelle auf den inneren Ring, an der man südlich des Kerns eine deutlich röttere Farbe findet. Diese Stelle könnte im Zusammenhang mit dem in der ¹²CO-Gasverteilung in 5.5.2 gefundenen Knoten stehen, der nicht an der zirkularen Bewegung des übrigen molekularen ¹²CO-Gases teilnimmt.

Daß dieser Ring nur ein Artefakt, aufgrund zu ungenauer Positionierung der einzelnen Bilder zueinander ist, kann weitestgehend ausgeschlossen werden. Gleiches gilt für die elongierte Struktur. Der beobachtete Referenzstern im NIR zeigt nicht die gleiche Struktur in seinen Farben, woraus geschlossen werden kann, daß die Positionierung im NIR relativ gut ist. Desweiteren ist der kleine Ring um den Kern mit einem Durchmesser von etwa $0.5''$ offensichtlich der 1. Beugungsring der PSF. Die Positionierung des V-Band-Bildes relativ zu den NIR-Bildern ist hingegen nicht so gut, da die exakte Position des Kerns nicht zu ermitteln war. Allerdings ist die beobachtete Struktur gegenüber dem Positionierungsfehler von etwa $\pm 0.25''$ relativ groß und tritt in beiden Farben deutlich auf. Durch den Vergleich mit der beobachteten Struktur in der H-K-Farbe relativ zum Zentrum läßt dieser Fehler noch verkleinern.

Der blaue Kegel in den VJHK-Farben: Nordöstlich des Kerns findet man hingegen Farben, die deutlich blauer (etwa $3.5^{mag}(4.0^{mag})$ gegen $4.6^{mag}(5.5^{mag})$ in V-H(V-K)) als der südwestliche Teil des Ringes sind. Dabei entsprechen die blauen V-K-Farben (3.9^{mag}) in etwa dem Wert von 3.3^{mag} , wie sie Frogel et al. (1978) im Mittel für E und S0-Galaxien finden. Dies deutet darauf hin, daß man hier die darunterliegende alte Population sieht. Da die Form des blauen Kegels mit der des Ionisationskegel, wie man sie zum Beispiel in der [O III]-Linienemission kartieren kann (Mundell et al. 1995a, Schmitt & Kinney 1996, s. Abb. 3.5), übereinstimmt, ist der in den V-H/V-K-Farben beobachtete nordöstliche blaue Kegel aufgrund der Strahlung des AGN zu erklären. Durch die hochenergetische Strahlung aus dem aktiven Kern wird der vorhandene Staub, der sich über den noch leicht in den Farben zu erkennenden Ring befindet, sublimiert oder weggeblasen und man erhält freie Sicht auf die darunterliegenden Sterne. Dies erklärt auch, daß der Ring westlich des Kerns rötter ist. Die Differenz von etwa 1.1^{mag} in den V-H/V-K-Farben ist somit durch extingrierendes Material über der Galaxienscheibe zu erklären.

Dies kann man an den Ergebnissen von Gonzàles Delgado & Péres (1997) überprüfen. In ihren optischen Spektren ist zu sehen, daß das Kontinuum des Kern im V-Band nordöstlich ausgedehnt. Desweiteren tritt dort [OIII]- und $H\alpha$ -Linienemission bis zu einem Radius von $5''$ und mit einer relativ hohen Geschwindigkeitsdispersion von etwa 600 km/s auf. Dies alles deutet auf einen Ausfluß aus dem aktiven Kern hin, da auch die beobachteten Linienverhältnisse hier typisch für ausgedehnte NLR aktiver Kerne sind. Da der Filter der HST V-Band-Aufnahme die gesamte $H\alpha$ -Linie und natürlich auch den Beitrag des ausgedehnten Kontinuums beinhaltet, ist die NLR-Emission der Grund für die blauere Farbe.

3.1.4 Eigenschaften der Galaxienscheibe

Die Scheibe zeigt sowohl in den einzelnen NIR-Bändern (SHARP1- und IAC-Daten, Abb. 3.1) als auch in den Farben eine Exzentrizität. Der Vergleich zu anderen Messungen sowie eine Überprüfung der erwarteten projizierten Geometrie einer inklinierten Scheibe zeigen, daß diese Exzentrizität wahrscheinlich von einem Balken mit etwa $80''$ hervorgerufen wird (s.u.). Dies wird in 5.6 und 5.7 weiter behandelt.

Die NIR-Farben nehmen zum Scheibenrand hin deutlich zu (siehe Abb. 3.4 und Tab. 3.3) und sind bei einem Radius von etwa $14''$ so rot wie die NIR-Farben des Kerns. Da

die Sternpopulationen in der Scheibe durch die typischen Sc-Farben gut beschrieben sind, deutet dies darauf hin, daß die Scheibe von NGC 3227 einen relativ hohen Anteil an Staubemission hat ($> 50\%$) und auch im Vergleich zu anderen Galaxienscheiben eine höhere Extinktion von etwa $A_V = 4^{mag}$ aufweist. Diese höhere Extinktion wurde auch von Barbon et al. (1989) bei ihrer Untersuchung der SN 1983U, die etwa $18.8''$ westlich des Kerns von NGC 3227 entdeckt wurde (s. F.1), gefunden. Die höhere Extinktion kann eventuell durch die Wechselwirkung mit NGC 3226 und/oder der HI-Wolke (s. 5.1) hervorgerufen worden sein.

PARAMETERS OF FITTED ELLIPSES SHARP1 WHIRCAM

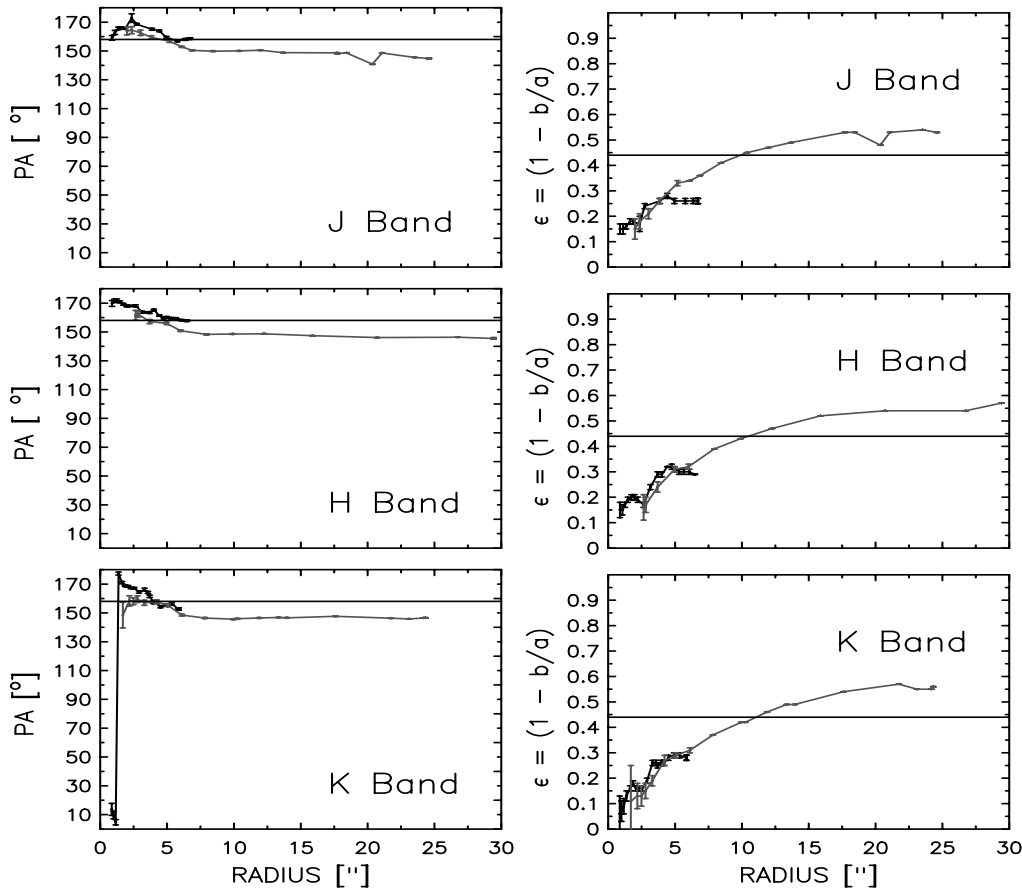


Abbildung 3.6: Exzentrizitäten und Positionswinkel in der Scheibe von NGC 3227. Die Werte der Anpassungen an die SHARP-Daten (schwarze Linien) und die WHIRCAM-Daten (vom IAC) (graue Linien) sind gezeigt.

Bestimmung der Scheibenexzentrizität: Um die Parameter der Exzentrizitäten der Scheibe zu bestimmen, wurden an die Daten (Isophoten) Ellipsen mit dem Programm

'ELLFIT' in der Datenreduktionssoftware GIPSY angepaßt. Die freien Parameter waren dabei die Länge der großen Halbachse, der Inklinationswinkel (entsprechend dem Arcuscosinus des Verhältnisses von kleiner zu großer Halbachse), die Position des Zentrums in x- und y-Richtung sowie der Positionswinkel der großen Halbachse. Die Anpassung wurde mit Hilfe der χ^2 -Methode durchgeführt.

Das Verhältnis von kleiner zu großer Halbachse b/a , die Exzentrizität, fällt schnell von 0.85 (Radius $r=2''$) auf etwa 0.45 bei einem Radius von $15''$ und danach deutlich langsamer ab. Dies wird in allen drei NIR-Bändern beobachtet. Der Positionswinkel hingegen beträgt bei einem Radius von $2''$ etwa 170° und wird bis zu einem Radius von etwa $7''$ um etwa 20° kleiner. Danach bleibt er konstant bei einem Wert von etwa 150° (Abb. 3.6). In Abb. 3.6 kann man auch den Verlauf der Elliptizität $(1-b/a)$ mit dem Radius sehen.

Vergleich zu anderen Messungen: Mulchaey et al. (1997) definieren ein Ansteigen der Elliptizität mit dem Radius bei gleichzeitig konstantem Positionswinkel als eine Eigenschaft eines Balkens und damit einem Beweis, daß die Galaxie einen Balken besitzt. Ihre Messungen für NGC 3227 im K-Band mit einem deutlich größeren Gesichtsfeld von $110'' \times 140''$ als die hier präsentierten Daten sind in Übereinstimmung mit den oben erwähnten Werten und auch den Kurven in Abb. 3.6. Sie können trotz dieses großen Gesichtsfelds jedoch nur eine untere Grenze für den Balken von $80''$ angeben. (Eine ausführliche Diskussion über die Balkenlänge erfolgt in 5.6.) Ihre äußersten Meßpunkte deuten jedoch auf einen Abfall der Exzentrizität hin und zeigen insbesondere einen Anstieg des Positionswinkels.

Erwartete Exzentrizität aufgrund der Projektion: Der Positionswinkel der kinematischen großen Achse in NGC 3227 hat in den HI-Daten, die HI-Gas bis zu einer radialen Entfernung von etwa $95''$ in der Scheibe zeigen, einen Wert von $(158 \pm 2)^\circ$ (Mundell et al. 1995b). Man findet den gleichen Wert für die ^{12}CO -Daten (s. 5.2). Aufgrund dieser Ergebnisse kann man die anfangs erwähnte Exzentrizität zum großen Teil auf den Balken zurückzuführen, der einen Positionswinkel von $\sim 150^\circ$ hat, da dieser Wert deutliche Residuen in den Differenzen von Modell- und beobachtetem Geschwindigkeitsfeld hervorrufen würde. Bei einer Inklination von 56° , die von Mundell et al. (1995a) durch HI-Messungen bestimmt und mit den PdBI-Messungen von ^{12}CO (1-0)-Linienemission auch für den inneren Bereich der Galaxie bestätigt wurden, kann dieser Balken nicht durch einen Projektionseffekt vorgetäuscht sein. Dies ergibt sich auch aus dem Vergleich zwischen den deprojizierten Karten des IAC K-Band-Bilds und einem gaußförmigen Ellipsoid (mit einer Achsenverhältnis von 0.56 und einem PA von 148°) bei dem die Strukturen in der deprojizierten K-Band-Karte deutlich von denen des deprojizierten Ellipsoids abweichen.

3.1.5 Der nördliche Knoten

Man sieht deutlich in den einzelnen Bändern (Abb. 3.1) einen Emissionsknoten der sich etwa $5.5''$ nördlich und ungefähr $0.9''$ westlich des Kerns befindet. Dieser Knoten ist in dem HST V-Band-Bild mit einer FWHM von etwa $0.1''$ unauflöst. In den NIR-Bändern hingegen sieht man eine deutlich NS-elongierte Struktur, die in den SHARP1-Daten dann

in zwei Komponenten zerfällt. Die NIR-Farben (1.0'' Apertur; siehe Tab. 3.6) liegen an der unteren Grenze des Bereiches, der für HII-Regionen typisch ist (Glass & Moorwood 1985). Unter der Annahme einer typischen Scheibenpopulation ist der Knoten leicht extinguiert ($A_V=1.3^{mag}$) und zeigt auch einen Anteil an Staubemission (600 K) von etwa 20 % zu der gemessenen K-Band-Flußdichte.

Tabelle 3.6: Flußwerte des nördlichen Knotens

Band	[mJy]	[mag]	Farbe	[mag]
V	0.07	19.37	V - K	3.85
J	0.33	16.82	J - H	0.80
H	0.42	16.02	H - K	0.50
K	0.39	15.52	J - K	1.30

Werte gemessen in einer 1'' großen Apertur, die in der Mitte der ausgedehnten Struktur positioniert war. Die Fehler entsprechen den vorne für die NIR-Bänder (SHARP1) erwähnten. Der Fehler für das HST V-Band ist etwas höher, da nur eine differentielle Kalibration möglich war (s. Text).

Die gemessenen und entröteten Farben des Knoten sind $V-K \sim 2.5^{mag}$, $J-H \sim 0.6^{mag}$ und $H-K \sim 0.4^{mag}$. Korrigiert man noch für den Beitrag von heißem Staub im K-Band, findet man $H-K \sim 0.2^{mag}$. Im Rahmen der Fehler entsprechen diese Farben in etwa denen von K-Sternen, unabhängig von deren Leuchtkraftklasse. Jedoch spricht ein Beitrag von heißem Staub, wie man ihn auch in HII-Regionen findet, für ein geringes Alter dieses Knotens. Allerdings haben Gonz  les Delgado & P  res (1997) in ihrer $H\alpha$ -Karte keine Emission an dieser Stelle detektiert. Dies kann jedoch an seiner geringen Größe (< 7.3 pc ($0.1''$)) liegen, so daß seine Leuchtkraft unter ihr Detektionslimit f   llt.

3.2 Spektral-abbildende Nahinfrarot-Aufnahmen

Die gemessenen Fl   sse und    quivalentbreiten der Linien (siehe Tab. D.1) sind in den folgenden Tabellen sowie im Anhang D zusammengefa   t. Sie erlauben die Bestimmung des stellaren Beitrags zu nuklearen Emission sowie seine dominierende Sternpopulation unter Verwendung von Populations- und Spektralsynthese, sowie die Charakterisierung des hei   en molekularen Gases. Daneben kann man die r   umliche Ausdehnung der unterschiedlichen Linienemission untersuchen.

Man findet, da    etwa 60 % des nuklearen H-Band-Flusses und 40 % des K-Band-Flusses wahrscheinlich von einem etwa 25 Myr alten Starburst stammen, der eine r   umliche Ausdehnung von ~ 70 pc hat und eine Extinktion von etwa 4^{mag} . Daneben findet man Beitr   ge von nicht-thermischer AGN-Emission sowie Emission von etwa 900 K hei   em Staub. Das hei   e H_2 -Gas, das leich r   umlich ausgedehnt ist, besitzt eine Temperatur von etwa 2400 K und weist auf thermische Anregung hin.

3.2.1 Kalibration und r   umliche Aufl   sung

Um ein besseres S/N zu erhalten, wurden Daten von zwei verschiedenen Beobachtungsl   ufen (Januar 1995 am 3.5 m Teleskop, Calar Alto, und Dezember/Januar 1995/95 am WHT, La

Palma) aufaddiert. Es wurde für beide Bänder ein Grism mit einer spektralen Auflösung von $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \approx 1000$ verwendet. Die Kalibration wurde für jeden Tag einzelnen angebracht. Es wurden dazu die Flußwerte der SHARP1-Daten in der 4.6'' Apertur verwendet, da die räumliche Auflösung der 3D-Daten 1.6'' (H-Band) bzw. 1.3'' (K-Band) beträgt. Der Fehler in der Kalibration liegt daher bei etwa 10 %. Der Fehler in den Linienkarten wurde für die jeweilige Apertur bestimmt, und gibt das Rauschen für jede Apertur wieder. Er ist daher ein gutes Maß für die Glaubwürdigkeit einer Liniendetektion. Der gesamte Fehler für den Linienfluß beinhaltet noch die Unsicherheiten, die aus der Wahl der Basislinie entstehen ($\sim 6\%$), die absoluten Kalibrationsfehler und die nicht perfekte Korrektur der Atmosphäreneinflüsse (besonders für die Linien bei etwa $2.00 \mu\text{m}$). Diese Fehler tragen zusammen etwa 8 % des gesamten Linienflusses bei und überwiegen deutlich das Rauschen in einer Linienkarte.

Die H-Band-Daten zeigen insbesondere am größeren Wellenlängenende große Fehler wegen einer nicht optimalen Atmosphärenkorrektur und haben insgesamt ein niedrigeres S/N aufgrund einer kürzeren Integrationszeit als im K-Band.

Da während einer Nacht kein Referenzstern zur Atmosphärenkorrektur im H-Band beobachtet werden konnte, wurde dieser Datensatz nur mit der künstlichen Atmosphäre korrigiert. Diese Korrektur ist jedoch am kurzen und langen Wellenlängenende unzulänglich (s. Schreiber 1998). Daher besitzt der Bereich von $1.5196 \mu\text{m}$ bis $1.7248 \mu\text{m}$ ein deutlich höheres S/N. Der Anfang und das Ende im K-Band besitzen ebenfalls ein niedrigeres S/N, da aufgrund der unterschiedlichen Abdeckung des Wellenlängenbereichs durch das Grism bei den Beobachtungsläufen jeweils das kurze bzw. das lange Wellenlängenende beobachtet wurde. Dies hat jedoch keine Auswirkungen auf die Detektion der Linien in diesem Bereich, da diese abhängig vom unmittelbar benachbarten Kontinuum ist.

Tabelle 3.7: Meßwerte aus der Literatur zu den 3D-Daten von NGC 3227

Linie	Apertur	Fluß _{Lit} [$10^{-17} \text{ W m}^{-2}$]	Fluß _{3D} ^c [$10^{-17} \text{ W m}^{-2}$]	Referenz
H ₂ 1-0 S(1)	5.4''	3.3 ± 0.6	3.02 ± 0.17	Fischer et al. 1987
H ₂ 1-0 S(0)	5.4''	2.1 ± 0.5	0.52 ± 0.11	Fischer et al. 1987
H ₂ 2-1 S(1)	5.4''	2.6 ± 1.3	0.49 ± 0.15	Fischer et al. 1987
Br γ ^a	5.4''	~ 6.2	1.67 ± 0.41	Fischer et al. 1987
[Fe II] ^b		~ 10	4.91 ± 0.32	Forbes & Ward 1993
Linie	Apertur	EW _{Lit} [Å]	EW _{3D} ^c [Å]	Referenz
H ₂ 1-0 S(1)	3.4'' \times 12.0''	6.0 ± 0.5	5.82 ± 0.33	Vanzi et al. 1998
H ₂ 1-0 S(0)	3.4'' \times 12.0''	3.0 ± 1.0	1.06 ± 0.22	Vanzi et al. 1998
Br γ	3.4'' \times 12.0''	2.5 ± 0.5	3.30 ± 0.81	Vanzi et al. 1998
He I	3.4'' \times 12.0''	1.1 ± 0.5	≤ 1.0	Vanzi et al. 1998
[Fe II]	3.4'' \times 12.0''	3.5 ± 1.0	5.78 ± 0.38	Vanzi et al. 1998

^a Aus dem Pa β -Fluß von Ward et al. (1987) und einem Pa β /Br $\gamma \approx 6$ abgeleitet.

^b Unter der Annahme [Fe II] $1.64 \mu\text{m} = 0.71$ [Fe II] $1.24 \mu\text{m}$ mit dem Wert von Ward et al. 1987.

^c Gemessen in einer 4.6'' Apertur.

3.2.2 Vergleich zu anderen Messungen

Ein Vergleich zu Messungen aus der Literatur (s. Tab. 3.7) zeigt gute Übereinstimmung für die $H_2 1-0$ S(1)-Linie sowohl im Linienfluß (Fischer et al. 1987) als auch in der Äquivalentbreite (Vanzi et al. 1998). Die Äquivalentbreiten von $Br\gamma$ und He I (λ 2.06 μm) stimmen auch im Rahmen der Fehler gut überein (Vanzi et al. 1998). Daraus folgt, daß der aus $Pa\beta$ abgeleitete $Br\gamma$ -Wert (Fischer et al. 1987) nicht richtig ist. Der abgeleitete [Fe II]-Wert ist (Fischer et al. 1987) zu hoch, während die Äquivalentbreite (Vanzi et al. 1998) etwas zu gering ist. Der Unterschied in den Äquivalentbreiten kann jedoch leicht durch eine unterschiedlichen Wahl des Kontinuums erklärt werden. Die übrigen mit 3D beobachteten H_2 -Linien sind relativ schwach. Fischer et al. (1987) hat nur wenig Kontinuum neben der Linie beobachtet und kann somit seine Basislinie nicht sehr gut bestimmen, während das S/N in den Spektren von Vanzi et al. (1998) niedriger als in den hier präsentierten Daten ist. Daher erscheinen die 3D-Werte glaubwürdiger, vor allem da die Werte für die starken Linien sehr gut übereinstimmen.

Das H-Band-Spektrum von Vanzi et al. (1998) steigt zu größeren Wellenlängen hin an. Dies stimmt nicht mit dem 3D-Spektrum überein, welches im wesentlichen flach verläuft. Allerdings zeigen auch die Spektren aller Starburstgalaxien (Vanzi et al. 1998) dieses Verhalten, was relativ ungewöhnlich erscheint, da somit eine Quelle mit ihren Maximum zwischen H- und K-Band das Kontinuum dominieren müßte. Man erwartet jedoch, daß die NIR-Spektren von Starburstgalaxien eher blau sind (z.B. IC 342 Böker et al. 1997, M 82 Schreiber 1998). Daher ist wahrscheinlich die Kalibration des H-Band-Spektrums von Vanzi et al. (1998) nicht frei von Kalibrationsproblemen, und das 3D-Spektrum gibt eher den tatsächlichen Verlauf wieder. Dies könnte auch die unterschiedlichen [Fe II]-Äquivalentbreiten erklären, da Vanzi et al. (1998) das Kontinuum überschätzt. Die Steigung des K-Band-Spektrums stimmt jedoch mit der des 3D-Spektrums gut überein.

3.2.3 Das H- und K-Band-Spektrum

Das Kontinuum im H- und K-Band-Spektrum ist relativ flach. Dies bedeutet, daß neben Sternen auch noch andere spektrale Komponenten, wie Extinktion, Emission von heißem Staub und eventuell auch ein Emissionsbeitrag des AGNs zum Kontinuumsfluß beitragen. Aus dem JHK-Diagramm (s. 3.1.2) liest man für eine Apertur von 3.6'' eine Extinktion von $A_V \approx 1^{mag}$ ('screen case') und einen 30%-igen Beitrag von 500 K heißem Staub zum K-Band-Fluß ab. Dabei sind die Farben jedoch noch von der AGN-Emission dominiert. Die Farben in einem Ring mit dem Radien 1.8'' - 2.3'' (Tab. D.2) liefern nur noch einen etwa 20%-igen Staubbeitrag und keine Extinktion. Aufgrund der Auflösung der Daten und den relativ kompakten stellaren Komponenten (s. 3.2.5) ist es nicht möglich, den AGN-/Kern-Beitrag von dem stellaren klar räumlich zu separieren.

Die gut detektierten Emissionslinien sind im H-Band die [Fe II]-Linie bei 1.64 μm (s. 3.2.4) und im K-Band die Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs (s. 3.2.10 und Anhang B), besonders die $H_2 1-0$ S(1)-Linie bei 2.12 μm , die sehr breite H-Rekombinationslinie $Br\gamma$ sowie die Linien von hochionisierten [Si VI] und wahrscheinlich hochionisierten [Al IX] (s. 3.2.4).

Daneben sind die stellaren Absorptionslinien von CO, OH, SiI, NaI und CaI (s. 2.1)

deutlich zu erkennen. Eine weiterer detaillierter Vergleich des H- und K-Band-Spektrums von NGC 3227 zu den Spektren von Referenzsternen wird in 3.2.6 und Abb. 3.11 vorgenommen. Dabei sind die CO-Bandenköpfe in beiden Bändern besonders stark. Insbesondere im H-Band-Spektrum erkennt man deutlich die stellare Komponente, da das 'Rauschen' auf dem Spektrum im wesentlichen von stellaren Absorptionslinien, wie man sie in kühlen Sternen (= späte Typen) findet (Abb. 3.7), stammt. Das 'Rauschen' des K-Band-Spektrums ist auch von stellaren Absorptionslinien kontaminiert. Die geringen Tiefen der Absorptionslinien im H-Band deuten jedoch darauf hin, daß hier trotz der geringen Extinktion und der fehlenden Staubemission eine weiteren Quelle, nämlich die nicht-thermische AGN-Emission (s. 2.2.2), erheblich zum Kontinuum beiträgt.

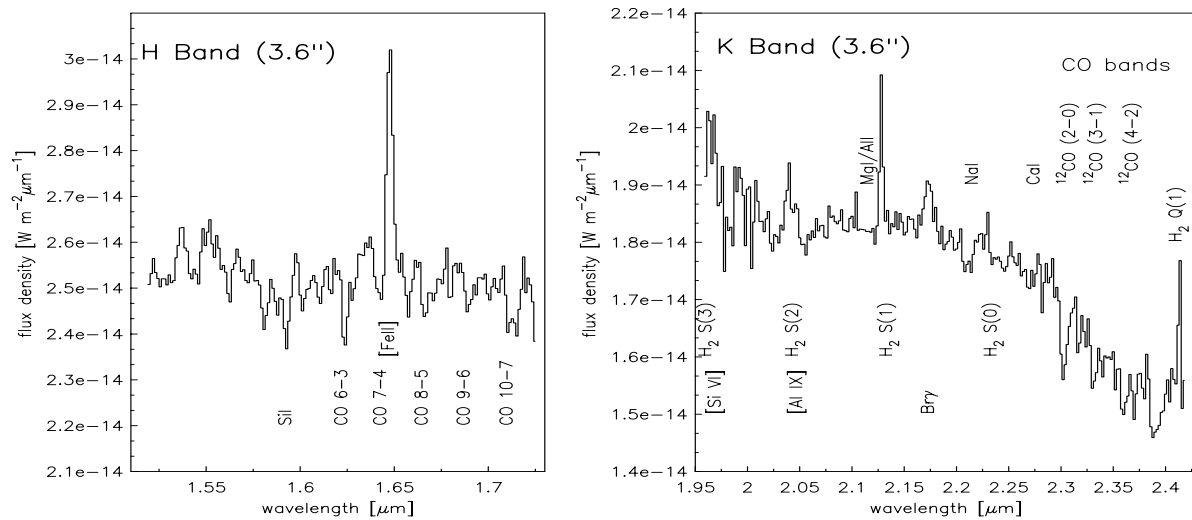


Abbildung 3.7: 3D-Spektrum von NGC 3227 im H- und K-Band.

3.2.4 Die Emissionslinien der BLR, CLR und NLR

Man beobachtet in Kernen von aktiven Galaxien erlaubte und verbotene Emissionslinien, die von heißem ionisiertem Gas stammen. Diese Linien lassen sich je nach ihren Eigenschaften in drei Gruppen einteilen. Die erlaubten breiten Emissionslinien mit FWHM von einigen 1000 km/s stammen aus der sog. 'Broad Line Region' (BLR), die schmalen erlaubten und verbotenen Linien aus der sog. 'Narrow Line Region' (NLR), und die verbotenen Linien mit sehr hohen Ionisationspotentialen aus der sog. 'Coronal Line Region' (CLR) in Analogie zu den koronalen Linien der Sonne. Dabei werden BLR-Linien, wie in 1.1.2 schon erwähnt, (in direktem Licht) nur in Seyfert 1-Galaxien beobachtet, während man die beiden letzten Linien-Arten in beiden Seyfert-Typen findet. Die Größe der Linienemissionsgebiete reicht von < 1 pc (BLR) über etwa 100 pc (CLR) bis zu 1 kpc (NLR/Extended NLR).

Tabelle 3.8: Flüsse und Äquivalentbreiten der BLR-,CLR- und NLR-Emissionslinien in NGC 3227

Linie	λ_o [μm]	Fluß [$10^{-17} \text{ W m}^{-2}$]	EW [\AA]
[FeII]	1.53	1.53 ± 0.34	2.02 ± 0.45
[FeII]	1.64	4.80 ± 0.15	6.33 ± 0.21
[FeII]	1.74	2.03 ± 0.24	2.92 ± 0.35
[SiVI]	1.96	2.15 ± 0.17	2.46 ± 0.20
[AlIX]	2.04	0.75 ± 0.14	1.62 ± 0.30
Br γ	2.17	1.66 ± 0.26	3.66 ± 0.57

Flüsse und Äquivalentbreiten (EW) der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR gemessen auf dem Kern von NGC 3227 im einer 3.6'' Apertur. Der angegebene Fehler für den Linienfluß beinhaltet den 3σ -Fehler innerhalb einer Apertur in der Linienkarte sowie die Unsicherheiten aus der Wahl der Basislinie für das Kontinuum. Der gesamte absolute Fehler ist größer, da noch die Kalibrationsunsicherheiten hinzu kommen. Der Fehler in der Äquivalentbreite wurde aus dem Fehler der Linienflüsse und dem Fehler des jeweiligen benachbarten Kontinuums ermittelt. Die räumliche Auflösung im H-Band beträgt 1.6'', im K-Band 1.3''. ($10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 10^{-17} \text{ W m}^{-2}$)

Ich werde im Folgenden die Linien-Regionen kurz zusammenfassen. Die Flüsse und Äquivalentbreiten dieser Linien sind in Tab. 3.8 (bzw. im Anhang in den Tabellen Tab. D.6 und D.7) angegeben, ihre räumliche Ausdehnung ist in Abb. 3.8 dargestellt.

Die BLR-Linien: In NGC 3227 (Winge et al. 1995, Salamanca et al. 1994) ist, wie generell, zumindest ein Teil der BLR-Linienemission direkt vom Kern photoionisiert, da man bei Rebreverations(Widerhall)-Studien eine direkte Antwort der Stärke der BLR-Linien zum variierenden Kontinuum gefunden hat (z.B. Peterson 1994). Die BLR ist stratifiziert, d.h. geschichtet, und besteht zum Teil aus optisch dickem Gas (s. z.B. Baldwin 1997). Die BLR befindet sich in einem Abstand von einigen Lichttagen zum aktiven Kern.

Auch für NGC 3227 werden die drei wesentlichen Theorien zur Entstehung von BLR-Emission diskutiert. Diese führen die Linienemission zurück auf Beiträge durch Wolken, Akkretionsscheiben und Sterne bzw. Hybride davon (s. Übersichtsartikel von Korista 1999). Im Wolkenszenario befinden sich einige 10^5 oder mehr Wolken, die kalt (im Vergleich zu ihrer Umgebung) und dicht ($\sim 10^{10} \text{ cm}^{-3}$) sind, im Druckgleichgewicht in einem dünnen heißen ($T \approx 10^8 \text{ K}$) Strom. Im Falle der Entstehung in der Akkretionsscheibe kann dies entweder am Rand der Akkretionsscheibe, die durch harte Röntgenstrahlung erhellt wird, geschehen oder im Dunst über der Akkretionsscheibe. Für Sterne existiert das sog. 'Bloated Star'-Szenario. Die Sterne eines dichten Sternhaufens, der sich in unmittelbarer Nähe zum aktiven Kern befindet und dessen Strahlung ausgesetzt ist, werden durch ihre Sternenwinde und die durch harte Kernstrahlung hervorgerufenen Winde aufgeblasen.

Die Br γ -Linienemission ist weitestgehend unaufgelöst und zeigt nur auf dem 10 % Niveau (Abb. 3.8) vom maximalen Fluß eine Ausdehnung in NE-Richtung. Die FWZI von Br γ ist $\sim 2400 \text{ km/s}$. Aufgrund der Dreizack-Form des Linienprofiles, das auch von Vanzetti et al. (1998) beobachtet wurde, und der spektralen Auflösung von etwa 400 km/s können die Flügel der Linie jedoch nicht genau bestimmt werden. Diese FWZI stimmt jedoch im

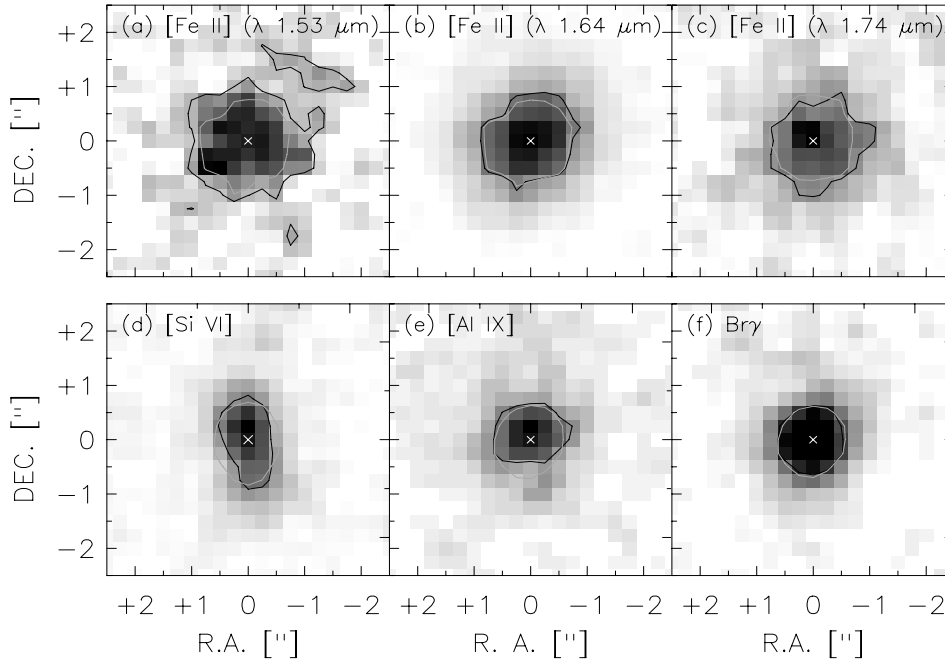


Abbildung 3.8: Der Emissionslinienfluß im Kern von NGC 3227. Gezeigt werden die 50 %-Konturlinien der Linienemission (schwarze Linie) und des benachbarten Kontinuums (graue Linie).

Rahmen ihrer Fehler gut mit der beobachteten FWHM der variablen Komponente des $H\alpha$ -Emissionslinie von 2900 km/s überein (Salamanca et al. 1994).

Der von Arribas & Mediavilla (1994) gefundene Versatz zwischen BLR und kinematischen Zentrum läßt sich nicht halten, da ein Vergleich meiner Position des dynamischen Zentrum, eindeutig bestimmt aus den mm-Daten (s. 4.2.3), mit der optischen Position von Clements (1981) und der Radio-Position von Ulvestad et al. (1981) zeigt, daß die Positionen des Kerns und des kinematischen Zentrums im Rahmen der Fehler übereinstimmen (siehe Tab. 3.9). Dies wird auch beim Vergleich der Strukturen in den optischen-NIR-Farbkarten, die die Extinktion zeigen, und der Verteilung der ^{12}CO -Emission im Kern deutlich. Da ein Teil der $H\alpha$ -Emission aus der NLR stammt, kann das von Arribas & Mediavilla (1994) beobachtete Geschwindigkeitsfeld ebenfalls Komponenten enthalten, die eher die Dynamik der NLR als die der Galaxie beschreiben.

Die NLR-Linien: Im Gegensatz zur BLR-Region ist die Anregung der NLR-Emission gut verstanden. Das emittierende Gas hat eine geringe Dichte ($\sim 10^2 - 10^6$) und eine große räumliche Ausdehnung (10 pc - 1 kpc). Man findet oft eine V-förmige Verteilung der Emission (s. Übersichtsartikel von Wilson 1997). Die hauptsächliche Anregung erfolgt über Photoionisation. Als Quellen dafür kommen in erster Linie der aktive Kern selbst oder photoionisierende Schocks in Frage.

Die $\text{Br}\gamma$ -Linienemission in NGC 3227 ist, wie oben erwähnt, auf sehr niedrigem Niveau in

Tabelle 3.9: Position des Nukleus in NGC 3227

Rektaszension	Deklination	λ	Referenz
$10^h23^m30.6^s$	$+19^\circ51'54.9''$	^{12}CO 2-1	diese Arbeit
$10^h23^m30.58^s$	$+19^\circ51'54.27''$	4.88 GHz	Ulvestad et al. 1981
$10^h23^m30.588^s$	$+19^\circ51'53.99''$	optisch	Clements 1981
$10^h23^m30.57^s$	$+19^\circ51'54.55''$	18 cm	N-Komponente, Mundell 1995
$10^h23^m30.58^s$	$+19^\circ51'54.15''$	18 cm	S-Komponente, Mundell 1995

Die Position aus dieser Arbeit wurde durch eine Gauß-Anpassung an die Kernkomponente bei -63 km/s erhalten. Die von Ulvestad et al. (1981) gefundene nukleare Emission wurde von Mundell (1995) in zwei Komponenten aufgelöst, die in etwa die Position ihrer S-Komponente bei 18 cm haben. Alle Positionen liegen innerhalb von 1'' zueinander.

NE-Richtung ausgedehnt. Dies stimmt mit der Richtung des Ionisationskegels wie man ihn in der [O III]-Linienemission sieht überein. Damit zeigt die Br γ -Linienemission eine NLR-Komponente, die, wenn auch sehr schwach, ausgedehnt ist. Die gleiche Ausdehnung kann man auch in der H α -Karte von Arribas & Mediavilla (1994) erkennen. Die [Fe II]-Emission ist nicht ausgedehnt (Abb. 3.8). Dies kann daran liegen, daß aufgrund des erreichten S/N und der räumlichen Auflösung die ausgedehnte Komponente nicht aufgelöst wird.

Die FWHM der 1.64 μm Linie beträgt etwa 650 km/s, eine typische Breite für NLR-Linien (Wilson 1997), und ist damit deutlich geringer als die von Br γ . Simpson et al. (1996) zeigen, daß die [Fe II]-Emission in aktiven Galaxien im wesentlichen auf Photoionisation von Material mit normalen ISM-Häufigkeiten durch die harte Kontinuums-Strahlung des AGN zurückzuführen ist, obwohl ein signifikanter Teil ($\sim 20\%$) noch Schock-angeregt sein kann. Eine Erhöhung der Fe+-Säulendichte und damit der [Fe II]-Linienstärke ist problematisch. (Simpson et al. 1996) können aus ihrer Analyse des $\frac{[\text{Fe II}]}{P_{a\beta}}$ -Verhältnisses alleine, eine reine Schock-Anregung nicht ausschließen. In diesem Szenario können jedoch die beobachteten $\frac{[\text{Fe II}]}{[\text{O I}]}$ -Verhältnisse nicht erklärt werden. Die [O I]-Linienstärke (normalisiert zu der H-Rekombinationslinien-Emission) ist um einen Faktor 10 höher ist, während [Fe II] (normalisiert zu der H-Rekombinationsemission) nur etwa um einen Faktor 2 höher ist (s. auch Mouri et al. 1990). Dies spricht gegen die deutliche Zerstörung von Staubbkörnern, wie sie in Schocks auftreten, da diese die Linienstärken von [Fe II] als auch die von [O I] gleichermaßen betreffen würden. Dieses Ergebnis ist in Übereinstimmung mit der Analyse der [Fe II]-Linie bei 1.64 μm in NGC 1068 von Blietz et al. (1994), die als mögliche Anregungsmechanismen neben schnellen J-Schocks auch Photoionisation durch Röntgen-Strahlung finden.

Das Verhältnis $\frac{[\text{Fe II}]}{\text{Br}\gamma}$ in einer 3.6'' Apertur beträgt 2.9 ± 0.7 . Es liegt damit im Bereich der Werte von NGC 1068 und NGC 7469 (Mouri et al. 1990). Man kann ausschließen, daß die [Fe II]-Emission von SN-Resten stammt (z. B. Oliva et al. 1989, Lumsden & Puxley 1995), also eine stellare Ursache hat. In diesem Fall würde man erwarten, daß die Verteilung der H $_2$ -Emission (Abb. 3.16), die deutlich ausgedehnt ist, und die der [Fe II]-Emission übereinstimmt, da beide den gleichen Anregungsmechanismus haben. Daher stammt die [Fe II]-Linienemission höchst wahrscheinlich aus der NLR.

Die CLR-Linien: Aufgrund ihrer hohen Ionisationspotentiale ($\chi > 100$ eV) deuten diese Linien auf sehr energetische Prozesse hin. Wenn diese Linien durch Stöße angeregt werden, dann hat das Gas Temperaturen von 10^6 K wie die Korona unserer Sonne. Falls jedoch die Anregung durch Photoionisation von dem harten ionisierenden Kontinuum des AGNs erfolgt, erwartet man für das Gas nur Temperaturen von einigen 1000 K bis einigen 10^4 K (z.B. Oliva 1997). Welche der beiden Anregungen tatsächlich stattfindet, ist noch nicht geklärt. Die CLR ist klein (einige 10 pc), hat eine große Säulendichte ($N \approx 10^{22} \text{ cm}^{-2}$) und liegt nahe am aktiven Kern. Dies hat zu der Spekulation geführt, daß die CLR zwischen den beiden klassischen Regionen BLR und NLR liegt (s. Ferguson et al. 1994).

In NGC 3227 findet man die hochangeregten CLR-Emissionslinien [Si VI] und [Al IX] (s. Abb. 3.7). Bei der Auflösung von etwa $1.3''$ ist deren Emission nicht räumlich ausge dehnt (Abb. 3.8). Beide Linien liegen jedoch in Wellenlängenbereichen, die durch starke Änderungen in der atmosphärischen Absorption beeinträchtigt werden. Hinzu kommt, daß beide Linien von benachbarten H_2 -Linien kontaminiert werden. In den 3D-Daten können die räumlich ausgedehnten H_2 -Linien von den räumlich unaufgelösten [Si VI]- und [Al IX]-Linien jedoch deutlich getrennt werden. Dieser Umstand macht ihre Detektion glaubwürdig. Die [Ca VIII]-Linie, deren Ionisationspotential noch unter dem der [Si VI]-Linie liegt, ist allerdings nicht detektiert worden. Jedoch liegt [Ca VIII] mit einer Wellenlänge von $2.321 \mu\text{m}$ im Bereich der ^{12}CO -Absorptionsbanden (Abb. 3.7), wodurch der Nachweis erschwert wird.

3.2.5 Stellare Absorptionslinien

Die prominentesten Absorptionslinien, die im nuklearen Spektrum von NGC 3227 in einer Apertur von $3.6''$ beobachtet werden (s. Abb. 3.7), sind die von CO, OH, SiI und NaI. Daneben erkennt man weitere Absorptionen. Da diese Linien, wie in 2.1 beschrieben aus den Hüllen später Sterne stammen, ist auch das stellare Kontinuum von diesen späten Sternen dominiert. In NGC 3227 ist die Emission gegenüber dem benachbarten Kontinuum ausgedehnt (Abb. 3.9). Aus einer gemessenen FWHM von etwa $1.5''$ (K-Band) bzw. $1.8''$ (H-Band) erhält man nach quadratischer Entfaltung (Gleichung 3.1) eine Quellgröße von etwa $0.8''$ (67 pc). Flüsse und Äquivalentbreiten dieser Linien sind in der Tabelle 3.10 (bzw. im Anhang in den Tabellen D.8 bis D.13) aufgeführt. In einer Apertur von $4.6''$ ist daher der gesamte im Rahmen des S/N zu messende Linienfluß erhalten. Aber wegen des kleinen Gesichtsfelds ($\sim 8'' \times 8''$) werden die folgenden Analysen sich alle auf Messungen in einer Apertur von $3.6''$ beziehen, da bei dieser Größe Effekte am Rand des Gesichtsfelds die Analyse weniger beeinflussen. Aus den Äquivalentbreiten von SiI ($\lambda 1.58 \mu\text{m}$), $^{12}\text{CO}6-3$ ($\lambda 1.62 \mu\text{m}$) und $^{12}\text{CO}2-0$ ($\lambda 2.29 \mu\text{m}$) kann man, wie in 2.1 dargelegt, die Spektralklasse des dominierenden Sterntyps und eventuell auch seine Leuchtkraft ableiten. Generell gilt, daß späte Zwerge vernachlässigt werden können, da ihre Leuchtkraft so gering ist, daß sie kaum zu dem beobachteten Fluß beitragen (s. dazu z.B. Tab. A.2 - A.4 in Schreiber 1998).

Die Spektralklassenbestimmung aus SiI und $^{12}\text{CO}6-3$: Die Form der $^{12}\text{CO}6-3$ -Linie läßt eine Aussage über die Metallizität (s. 2.1.1) zu, da dieser Absorptionslinienkomplex auch Beiträge von OH- und Ca-Absorptionslinien enthält. Oliva & Origlia (1998)

Tabelle 3.10: Flüsse und Äquivalentbreiten der stellaren Absorptionslinien in NGC 3227

Linie	λ_o [μm]	Fluß [$10^{-17} \text{ W m}^{-2}$]	EW [\AA]
SiI	1.59	-0.91 ± 0.12	1.23 ± 0.16
CO 6-3	1.62	-1.42 ± 0.10	1.88 ± 0.13
CO 7-4	1.64	-0.86 ± 0.09	1.13 ± 0.12
CO 8-5	1.66	-0.90 ± 0.07	1.20 ± 0.09
CO 9-6	1.68	-0.76 ± 0.14	1.02 ± 0.19
CO 10-7	1.71	-0.94 ± 0.14	1.28 ± 0.19
Mg/Al	2.11	-0.53 ± 0.19	1.15 ± 0.41
NaI	2.21	-1.47 ± 0.19	3.27 ± 0.42
CaI	2.26	-0.58 ± 0.17	1.35 ± 0.40
^{12}CO (2-0)	2.29	-3.41 ± 0.37	7.91 ± 0.86
^{12}CO (3-1)	2.32	-2.56 ± 0.21	5.93 ± 0.49
^{12}CO (4-2)	2.35	-2.80 ± 0.26	6.48 ± 0.60
^{12}CO (5-3)	2.38	-3.78 ± 0.40	8.75 ± 1.25
$\sum ^{12}\text{CO}$		-12.32 ± 1.19	28.53 ± 12.13
CO		-22.24 ± 3.19	51.53 ± 58.71
$\frac{CO6-3}{SiI}$			1.53 ± 0.23
$\frac{CO6-3}{CO2-0}$			0.48 ± 0.06
$\log(\frac{CO6-3}{SiI})$			0.18 ± 0.07
$\log(\frac{CO6-3}{CO2-0})$			-0.32 ± 0.06

Flüsse und Äquivalentbreiten (EW) der stellaren Absorptionslinien gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in einer $3.6''$ Apertur. Der angegebene Fehler der Flüsse beinhaltet den 3σ -Fehler innerhalb einer Apertur in der Linienkarte sowie die Unsicherheiten aus der Wahl der Basislinie für das Kontinuum. Der gesamte absolute Fehler ist größer, da noch die Kalibrationsunsicherheiten hinzukommen. Der Fehler in den Äquivalentbreiten wurde aus dem Fehler der Linienflüsse und dem Fehler des jeweiligen benachbarten Kontinuums ermittelt. Die Äquivalentbreiten von CO 2-0 wurden zur Bestimmung der diagnostischen Verhältnisse für die kleinere Bandbreite laut Definition korrigiert (s. Text). Die räumliche Auflösung im H-Band beträgt $1.6''$, im K-Band $1.3''$. ($10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 10^{-17} \text{ W m}^{-2}$)

und Origlia et al. (1997) haben für verschiedene Metallizitäten (sowie auch unterschiedlichen Effektivtemperaturen und Mikroturbulenzen in den stellaren Atmosphären) synthetischen Spektren (s. Abb. 2.2) des Absorptionslinien-Komplexes gerechnet. Da die $^{12}\text{CO}6-3$ -Absorption deutlich stärker als die benachbarte OH-Absorption ist, deutet dies auf eine Metallizität in NGC 3227 hin, die in Übereinstimmung mit der in Starburst-Galaxien steht. Die Autoren finden für Starburst-Galaxien Werte für $[\frac{Fe}{H}]$ zwischen -0.5 und -1.0. Die Rechnungen wurden jedoch unter Verwendung einer oberen Grenze für die Temperatur von roten Überriesen von 3600 K gerechnet. Heißere Sterne erfordern eine höhere Metallizität um die beobachteten Linienprofile zu erklären. Daher können die oben genannten Metallizitäten von Starburst-Galaxien als untere Grenze betrachtet werden (Oliva & Origlia 1998).

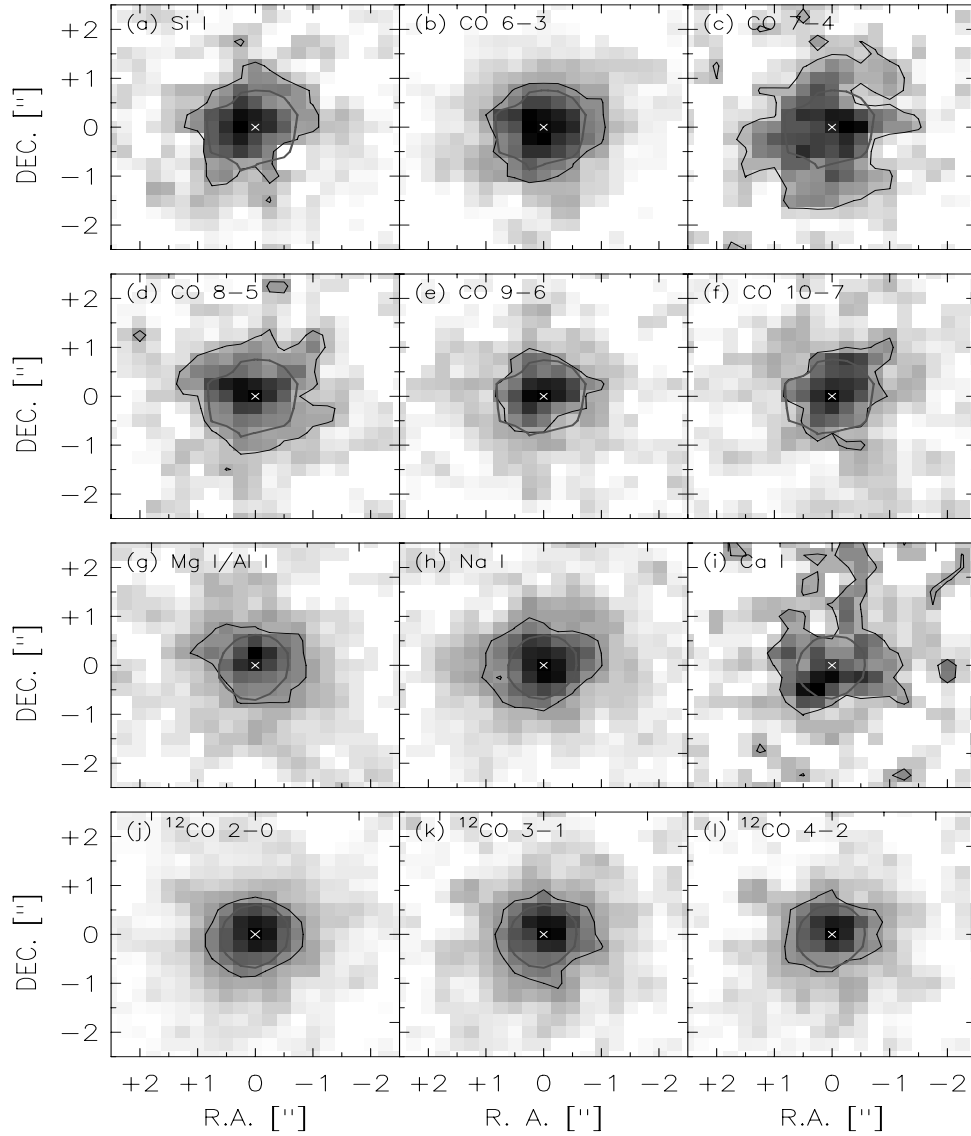


Abbildung 3.9: Die ausgedehnte Linienabsorption im Kern von NGC 3227. Gezeigt werden die 50 %-Konturlinien der Linienabsorption (schwarze Linien) und des benachbarten Kontinuums (graue Linien).

Aus dem Verhältnis $\frac{CO6-3}{SiI}$ der Äquivalentbreiten kann man, wie in 2.1.1 beschrieben, die Effektivtemperaturen des dominierenden Sterntyps bestimmen. Da diese beiden Linien im Spektrum sehr nahe bei einanderliegen kann der Einfluß von Extinktion oder zusätzlicher Emission vernachlässigt werden. Im Rahmen der Fehler erhält man für NGC 3227 Riesen oder Überriesen mit Effektivtemperaturen von 3200 K - 4200 K als dominierenden Sterntyp (s. Abb. 3.10). Daraus leiten sich die zu erwarteten Äquivalentbreiten ab (s. Gleichung 2.2). Für die SiI-Linie erwartet man eine Äquivalentbreite von $(4 \pm 1) \text{ \AA}$ unabhängig von der Temperatur. Dies ergibt, wenn man die beobachtete Äquivalentbreite in einer $3.6''$ Apertur von $(1.20 \pm 0.20) \text{ \AA}$ nimmt, einen stellaren Beitrag dieser Sterntypen zum Kontinuum von etwa $(30 \pm 12) \%$. Die erwartete Äquivalentbreite der temperaturabhängigen $^{12}CO6-3$ -Linie ist $(6 \pm 2) \text{ \AA}$. Mit der in einer Apertur von $3.6''$ beobachteten Äquivalentbreite von $(1.88 \pm 0.13) \text{ \AA}$ erhält man einen Anteil am H-Band-Kontinuum von etwa $(30 \pm 15) \%$.

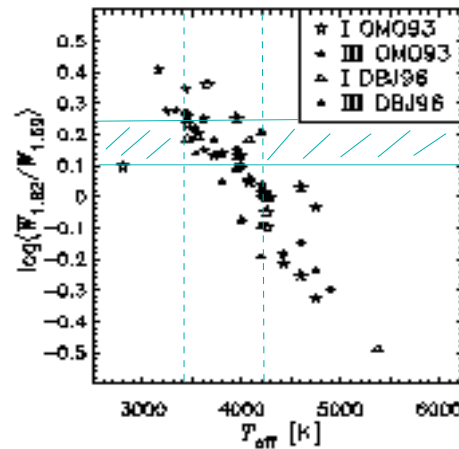


Abbildung 3.10: Das diagnostische Liniendiagramm für NGC 3227. Es ist der beobachtete Bereich des $\log(\frac{CO6-3}{SiI})$ -Verhältnisses eingetragen (schraffiert). Der daraus resultierende Bereich für die Effektivtemperatur ist durch gestrichelte Linien begrenzt. (Abbildung von Schreiber 1998)

Zusätzliche Einschränkung durch OH-Linien Meyer (1996) untersuchte die Abhängigkeit der stellaren Absorptionslinien von der Effektivtemperatur und der Klassifikation eines Sterns im H-Band. Dabei zeigt sich, daß die OH-Linie bei $1.689 \mu\text{m}$ ein sehr guter Temperatur-Indikator für Sterne mit $T_{eff} \leq 4400 \text{ K}$ ist. Je niedriger die Temperatur ist, desto tiefer die Absorption (s. Abb. 2.8 in Meyer 1996). In den Spektren der Riesen und Überriesen sieht man diese Linie deutlich ab Spektraltyp M0 ($\approx 3550 \text{ K}$) und später. Zugleich kann man eine weitere OH-Linie bei etwa $1.542 \mu\text{m}$ identifizieren, die ein ähnliches Verhalten zeigt. Origlia et al. (1993) haben bei ihren Modellen eine prominente OH-Linie bei $1.537 \mu\text{m}$ vorhergesagt, jedoch nicht in ihren stellaren Spektren gefunden, obwohl diese Linie im Sonnenspektrum vorhanden ist (Hall 1970). Die Spektren von Meyer (1996) zeigen eindeutig diese Linie in der von Origlia et al. (1993) vorhergesagten Form.

Das H-Band-Spektrum von NGC 3227 zeigt bei $1.548 \mu\text{m}$ (Abb. 3.11) eine deutliche Absorption. Diese Wellenlänge entspricht der entsprechend rotverschobenen OH-Linie in den Spektren von Meyer (1996). Dies bedeutet, daß das H-Band-Spektrum von M-Sternen do-

miniert wird und der mit Hilfe von SiI und ^{12}CO -3 gefundene Temperaturbereich kann deutlich eingeschränkt werden auf Temperaturen kleiner etwa 3600 K. Dies bedeutet, daß der oben aus der Schwächung D abgeleitete stellare Beitrag zum Kontinuum eher bei 30 % und weniger liegt, da die schwächeren ^{12}CO -3-Äquivalentbreiten, die in den heißeren Sternen auftreten, nun ausgeschlossen werden können.

Die OH-Linie bei $1.548\ \mu\text{m}$ ist deutlich im Spektrum zu erkennen (Abb. 3.11) und in der Linienkarte ist die Emission gegenüber dem benachbarten Kontinuum ausgedehnt. Die von Meyer (1996) untersuchte OH-Linie bei $1.696\ \mu\text{m}$ ist jedoch nicht in der erwarteten Stärke im Spektrum vorhanden. Die Ursache hierfür liegt wahrscheinlich in der Atmosphärenkorrektur der Daten. Die Erdatmosphäre zeigt, abhängig von ihrem Wassergehalt und damit den Beobachtungsbedingungen, eine Vielzahl von OH-Emissionslinien im H-Band. Die Transmission der Erdatmosphäre verringert sich dabei besonders bei den größeren Wellenlängen im H-Band. Ein Vergleich mit dem Erdatmosphärenspektrum (Oliva & Origlia 1992, Maihara et al. 1993) zeigt, daß man bei $1.696\ \mu\text{m}$ mehrere stärkere atmosphärische OH-Emissionslinien findet, während dies bei $1.548\ \mu\text{m}$ nicht der Fall ist. Da zudem ein Teil der Daten nur mit der Modellatmosphäre korrigiert werden konnte, die in diesem Bereich nicht mehr völlig ideal ist, kann dies zu einer unvollständigen Korrektur bei $1.696\ \mu\text{m}$ geführt haben und damit einer Abschwächung der OH-Linie.

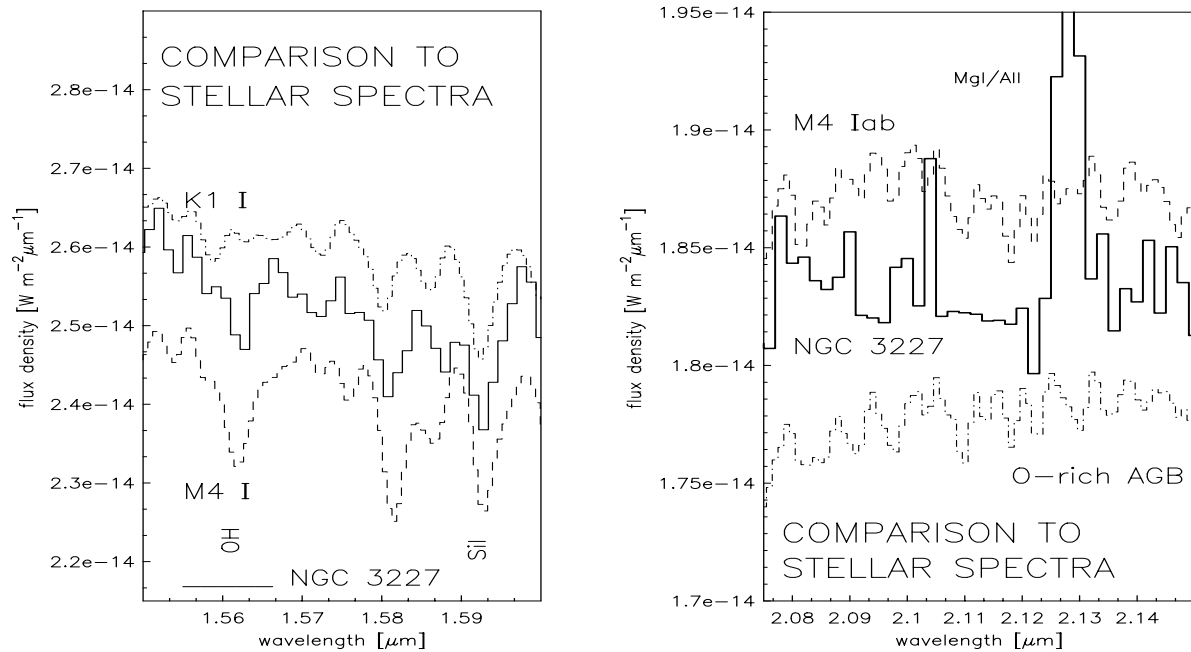


Abbildung 3.11: Vergleich der OH-Linie in NGC 3227 zu Standardsternen (K1 I, 93 Her, M4 I, HR 921; von Meyer 1996) Vergleich des K-Band-Spektrums von NGC 3227 zu χ Cyg (S6+/Ie; HR 7564; M3-4 Iab SU Per; von Wallace & Hinkle 1997) skaliert und Kontinuum addiert entsprechend den Linientiefen.

Die Leuchtkraftklassenbestimmung aus $^{12}\text{CO}6-3$ und $^{12}\text{CO}2-0$: Der in dieser Arbeit gewählte Integrationsbereich $\Delta\lambda$ für die $^{12}\text{CO}2-0$ -Linie ist größer, als in der Definition der Äquivalentbreite von Origlia et al. (1993). Er wurde so gewählt, um ein möglichst hohes S/N in der Linienkarte zu erhalten und die Ausdehnung der stellaren Komponente besser zu messen. Daher müssen die in Tab. 3.10 (s. auch Tab. D.13) gelisteten Äquivalentbreiten um den Faktor 0.5 korrigiert werden. Dieser Faktor wurde aus dem Vergleich der Flüsse bei den verschiedenen $\Delta\lambda$ sowohl für die Daten als auch für späte Standardsterne ermittelt. Um das Verhältnis $\frac{CO6-3}{CO2-0}$ (s. Tab. D.14) verwenden zu können und die Ergebnisse mit den Werten von Origlia et al. (1995) und Schreiber (1998) vergleichen zu können, wurde diese Korrektur angebracht.

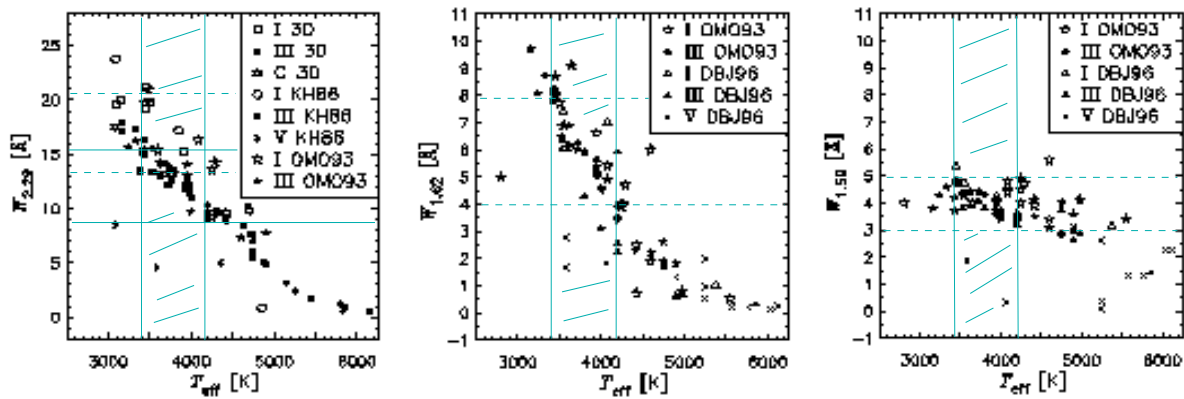


Abbildung 3.12: Bestimmung der Leuchtkraftklasse in NGC 3227. In der Abbildung sind die Äquivalentbreiten von CO 2-0 (links), CO 6-3 (Mitte) und Si I (rechts) für unterschiedliche Effektiv-Temperaturen dargestellt. In jedem Diagramm ist der aus dem $\frac{CO6-3}{SiI}$ -Verhältnis ermittelte Temperaturbereiche gekennzeichnet (schraffierte Fläche). Die zu erwartenden Äquivalentbreiten sind in ihren Grenzen dargestellt (gestrichelte Linien; Ausnahme (links): Riesen (durchgezogene Linie), Überriesen (gestrichelte)). (Abbildung von Schreiber 1998)

Für die oben abgeleitete Effektivtemperatur von 3600 K erwartet man Äquivalentbreiten von etwa 14 Å für Riesensterne und etwa 19 Å für Überriesensterne (siehe Abb. 3.12). Mit einer gemessenen Äquivalentbreite von (3.96 ± 0.86) Å (in einer 3.6'' Apertur) beträgt der stellare Beitrag dieses Sterntyps zum Kontinuum etwa (30 ± 7) % für Riesen und (20 ± 5) % für Überriesen. Damit läßt sich nicht eindeutig eine der beiden Leuchtkraftklassen ausschließen und somit auch kein Alter des stellaren Sternhaufens bestimmen. Da der dominierende Sterntyp mit etwa 3600 K ein relativ kühler Stern ist, muß er relativ starke Absorptionslinien zeigen. Dies bedeutet, daß man im wesentlichen drei Szenarien erhält: 1) Das stellare Spektrum ist von kühlen Überriesen dominiert. Dies ist nur für eine relativ kurze Dauer bei etwa 15 Myr der Fall (s. z.B. Schinnerer et al. 1997, Schreiber 1998, Origlia et al. 1999). 2) Der Sternhaufen hat ein Alter von etwa 5×10^8 yr, womit sein NIR-Licht durch AGB-Sterne dominiert würde (s. 2.2.1). 3) Der dominierende Sterntyp ist ein Riese und damit wäre der Sternhaufen sehr alt ($\sim 10^{10}$ yr). Dies würde dann in etwa dem Alter der Bulge-Population entsprechen. Eine Diskussion dieser Szenarien ist

in 3.2.6 gegeben.

3.2.6 Das Alter und der Beitrag des nuklearen Sternhaufens

Neben dem Alter des nuklearen Sternhaufens ist es auch wichtig zu wissen, wie groß sein Beitrag zum nuklearen Kontinuum ist. Winge et al. (1995) finden im Optischen einen mittleren stellaren Beitrag zum Kontinuum von etwa 40 %. Inwieweit dies auch vom Alter abhängt kann durch Modellierung abgeschätzt werden.

Um die drei in 3.2.5 aufgeführten Fälle, die unterschiedliche Alter repräsentieren, zu untersuchen, muß man Evolutions- bzw. Populationssynthese-Programme verwenden. Für die AGB-Phase sind in Lançon (1999) erste Modellspektren und weitere Indikatoren angegeben. Alle Möglichkeiten werden zu dem mit Hilfe von STARS und SPECSYN (s. 2.2) untersucht. Ziel war es dabei, eine von M-Sternen dominierte Population zu erhalten, entsprechend dem Ergebnis aus der Linienanalyse (s. 3.2.5). Um den Anteil des stellaren Kontinuum von M-Typen relativ zum Gesamtkontinuum richtig zu gewichten, wurden noch zusätzliche nicht-stellare Beiträge zum Kontinuum hinzuaddiert. Wie sich im Folgenden herausstellt, ist die Unterscheidung zwischen diesen drei Fällen unabhängig von den nicht-stellaren Komponenten. Es hat sich nämlich ergeben, daß die optimale Anpassung an die Spektren unter Verwendung der gleichen prozentualen nicht-stellaren Beiträge zum Kontinuum erreicht werden konnte. Dies läßt sich dadurch erklären, daß der generelle spektrale Verlauf der dominierenden kühlen Sternpopulation in allen drei Fällen gleich ist. Die Massengrenzen lagen für alle Modelle jeweils bei $0.80 M_{\odot}$ und $120 M_{\odot}$. Für einen Starburst wurde eine Zeitskala von 5 Myr gewählt, für kontinuierliche Sternentstehung eine von 100 Gyr. Alle Modelle wurden mit der in Schreiber (1998) beschriebenen Erweiterung der stellaren Entwicklungsbahnen um die AGB-Phase durchgeführt.

Die Anpassung erfolgte zuerst über den Beitrag der M-Sterne zum stellaren Fluß mit STARS. Daran anschließend wurde der spektrale Verlauf mit SPECSYN im H- und K-Band gleichzeitig durch Hinzufügen von Extinktion, Staubemission und einen nicht-thermischen AGN-Beitrag angepaßt. Der sich daraus ergebende stellare Anteil am K-Band-Fluß in eine K-Band-Leuchtkraft umgerechnet (s. 2.2.1) und im erhaltenen Modell (Alter, Sternentstehungsart) noch die Sternentstehungsrate entsprechend der beobachteten K-Band-Leuchtkraft angepaßt, damit die stellare Masse ermittelt werden konnte.

Bei der Auswertung der Modelle sind die in 2.2.1 erwähnten Randbedingungen bezüglich der verwendeten Sternentwicklungsbahnen und der IMF zu berücksichtigen. Es bleibt zu bemerken, daß analog zu Schreiber (1998) für die AGB-Phase Spektren der entsprechenden Riesen-Sterne verwendet wurden. Für die Massenabschätzung werden erst Sterne mit einer Masse von $0.80 M_{\odot}$, entsprechend der unteren Grenze in STARS, berücksichtigt. Dies entspricht in etwa einem K0 V-Stern. Daher ist die in SPECSYN ermittelte stellare Masse eine untere Grenze, da der Beitrag der noch masse-ärmeren und auch länger in der Hauptreihe verweilenden kühlen Sterne nicht mit berücksichtigt ist. Im Rahmen der hier vorgenommenen Abschätzung ist dies jedoch ausreichend.

Bei der folgenden Analyse wurden die in 3.2.1 erwähnten Wellenlängenbereiche mit niedrigerem S/N ausgeschlossen.

Die AGB-Phase Am einfachsten läßt sich Fall 2), die AGB-Phase, von den beiden anderen Fällen unterscheiden und über Betrachtungen des spektralen Verlaufs, der Farben, der spektralen Linien und der Populations- sowie NIR-Spektralsynthese diskutieren.

1) Der spektrale Verlauf: Ein Vergleich mit den synthetischen Spektren für einen 200 Myr Starburst (Lançon 1999), wenn die meisten Sterne der TP-AGB-Phase C-reich bzw. O-reich sind, zeigt, daß man im Falle von C-reichen AGB-Sternen erwarten würde, die Absorption von C_2 bei $1.77 \mu m$ deutlich im Galaxienspektrum als scharfe Kante zu sehen. Dies wird bei NGC 3227 nicht beobachtet. Zwar läge die Linie am Rand des Spektrums, jedoch stimmt auch der allgemeine spektrale Verlauf nicht gut mit diesem Sterntyp überein. Im Falle von O-reichen AGB-Sternen ist besonders der Verlauf des H-Band-Kontinuums durch H_2O -Absorptionen beeinträchtigt. Der Fluß am kurzen und am langen Wellenlängenende fällt erkennbar ab. Dies ist in *abgeschwächter* Form auch noch am kurzen Wellenlängenende im K-Band zu sehen. In den 3D-Spektren ist dieser Effekt bei weitem nicht so extrem, wie man es erwarten würde, wenn O-reiche AGB-Sterne der *dominante* Sterntyp wären. Hinzu kommt, daß aufgrund der fehlenden Beobachtung eines Referenzsterns in einer Nacht der Wellenlängenbereich von $1.5196 \mu m$ - $1.7248 \mu m$ ein deutlich besseres S/N aufweist. Daher ist der Abfall im H-Band bei größeren Wellenlängen mit einem deutlich höherem Fehler belastet und ein Vergleich zu dem Spektrum von Vanzi et al. (1998) zeigt keinen Abfall im Kontinuumsverlauf im H-Band hin zu größeren Wellenlängen (den man unabhängig von allgemeinem Verlauf des Spektrum erkennen müßte). Da jedoch kein synthetisches Spektrum vorliegt, das entweder eine Mischung aus C- und O-reichen Sternen enthält oder erlaubt den Einfluß von AGB-Sterne auf das NIR-Spektrum bei unterschiedlichen Altern (10^8 - 10^9 yr) zu untersuchen, kann man diese Phase aufgrund des spektralen Kontinuumsverlauf nicht völlig ausschließen.

2) Die Farben: Man kann die J-K- und V-K-Farben verwenden, um die AGB-Phase von einer alten Riesen-dominierten Population zu unterscheiden. Alle Farben wurden in einem Ring von $1.8''$ - $2.3''$ Radius bestimmt. Die JHK-Farben weisen dabei auf einen 20 % Anteil an Staubemission im K-Band hin, jedoch gibt es keine deutlichen Anzeichen für Extinktion. J-K hat, korrigiert für den 20 %-igen Beitrag an Staubemission (s. 3.2.3), einen Wert von 0.91^{mag} , was den erwarteten Werten von etwa $(0.9 - 1.0)^{mag}$ während der AGB-Phase entspricht (Abb. 2 in Lançon 1999). Allerdings ist nicht klar wie hoch der stellare Anteil am K-Band-Fluß ist. Wie aus den JHK-Farben oben abgeleitet, muß die V-K-Farbe nicht substantiell für Rötung korrigiert werden (Korrektur $< 1^{mag}$!). Ein Vergleich der V-K-Farbe von 4.24^{mag} erweist sich als noch schwieriger, da die Emission im V-Band einen deutlichen Beitrag von NLR-Linien hat (s. 3.2.4), wie man in der V-K-Karte sieht (vgl. Abb. 3.5). Eine Korrektur für den NLR-Beitrag im V-Band würde zu einer Erniedrigung des V-Band-Flusses und damit einer Erhöhung der V-K-Farbe führen, also V-K noch röter machen. Deshalb erscheint es unwahrscheinlich, daß sich der V-Band-Flusses um $(1 - 2)^{mag}$ geändert hat, wie es erforderlich wäre, um die für die AGB-Phase prognostizierten V-K-Farben (Lançon 1999) von etwa 2.5^{mag} zu erhalten. Dieser Umstand spricht eher gegen einen dominanten Betrag einer AGB-Population.

3) Die Spektrallinie von Mg I/Al I bei $2.11 \mu m$: Im K-Band-Spektrum auf dem Kern von NGC 3227 erkennt man die Absorptionslinien von Mg I und Al I bei etwa $2.11 \mu m$ (s. 3.11). Die Linienkarte dieser Region zeigt, daß die Absorption gemessen an ihrer 50 %-Konturlinie (Abb. 3.9) gegenüber dem benachbarten Kontinuum ausgedehnt ist. Dies ist in

Übereinstimmung mit den übrigen stellaren Absorptionslinien im K-Band und bestätigt damit die Identifikation dieses Linienkomplexes. Jedoch ist keine Absorption von Mg I und Al I in den drei AGB-Spektren von Wallace & Hinkle (1997) zu erkennen. In dieser Veröffentlichung werden die Spektren von zwei Kohlenstoff-Sternen (C-reiche AGB-Sterne) und dem Mira-Stern χ Cyg (O-reicher AGB-Stern) gezeigt. Vergleich man die untere Grenze der gemessenen Äquivalentbreite (s. Tab. 3.10, Meßwert minus 3σ -Fehler) mit der zu erwartenden Äquivalentbreite dieses Komplexes bei einem M-Stern von ~ 4.9 Å, so muß etwa 15 % des gesamten Kontinuums von diesen Sterntypen stammen. Da, wie unten gezeigt wird, etwa 40 % des gesamten Kontinuums im K-Band stellaren Ursprung sind, bedeutet dies, daß ~ 40 % des stellaren Kontinuums von diesen späten Sterntypen und nicht von AGB-Sternen stammen muß. Dies ist gerade in Übereinstimmung mit dem AGB-Beitrag zum stellaren Kontinuum von etwa (50 - 60) % (Lançon 1999). Damit ist für größere Äquivalentbreiten von Mg I/Al I der Beitrag von AGB-Sternen geringer. Dies ist ein Hinweis darauf, daß der nukleare Sternhaufen nicht völlig von AGB-Sternen dominiert ist.

4) Die Populations- und NIR-Spektralsynthese: Bei der Anwendung von SPECSYN stellt sich das Problem, daß keine ausreichende Anzahl von Spektren von AGB-Sternen in der Literatur vorhanden ist (s. auch 2.2.1). Daher wurde diese Analyse mit Spektren von Riesen-Sternen durchgeführt. In einem 8×10^8 yr alten Starburst stammen etwa 60% des stellaren Kontinuums von M-Sternen. Aus der Anpassung des Kontinuum ergibt sich, daß etwa 40% des K-Band-Kontinuum stellar sind. Daraus ergibt sich eine stellare Masse von $\sim 2 \times 10^8 M_{\odot}$. Da die, aus der Rotationskurve abgeleitete, dynamische Masse $\sim 1.1 \times 10^9 M_{\odot}$ beträgt, bedeutet dies, daß noch eine weitere ältere (> 1 Gyr) Sternpopulation in den inneren 3.6'' vorhanden sein muß, die jedoch wenig zum stellaren Licht aber viel zur stellaren Masse beitragen muß, wie dies auch in unserer Galaxie beobachtet wird (Genzel et al. 1994). Um zu überprüfen inwieweit die Modelle richtig sind, habe ich ebenfalls nur eine Phase des Mira-Sterns χ Cyg (Abb. 3.11) zusammen mit einem flachen Kontinuum angepaßt. Hier ergab sich, daß etwa 70 % des Kontinuums nicht-stellaren Ursprungs sein müßten. Somit sind die oben erhaltenen Ergebnisse plausibel.

Zusammenfassend sprechen einige Indizien (Farben und spektrale Linien) eher gegen die AGB-Phase und damit gegen ein Alter von um die 5×10^8 yrs des nuklearen Sternhaufens, sicher ist jedoch, daß neben diesem kartierten Sternhaufen noch eine weitere wesentlich ältere Sternpopulation existieren muß.

Ein junger (~ 25 Myr) Starburst Der Beitrag von M-Überriesen zum stellaren K-Band-Licht liegt ab einem Alter von 15 Myr bei etwa 55 %. Bei etwa 25 Myr ist der Anteil von späteren Sternen innerhalb der M-Sternen am höchsten, weshalb dieses Alter ausgewählt wurde. Im H-Band sind etwa 50 % aller Sterne M-Überriesen. Daraus ergibt nach Hinzuzählen der nicht-stellaren Komponenten, daß etwa 20 % des Kontinuums im K-Band von M-Überriesen stammen, während es im H-Band etwa 30 % sind. Das Ergebnis der Spektralsynthese ist in Abb. 3.13 dargestellt. Die stellare Masse in diesen Sternen beträgt etwa $5 \times 10^7 M_{\odot}$. Dies bedeutet, daß es neben dieser jungen Populationen (mindestens) eine weitere wesentlich ältere und damit leuchtschwächere Population im Zentrum von NGC 3227 geben muß. Ein Hindernis stellt die Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft $L_{Ly\alpha}$ dar. Um die erhaltene $L_{Ly\alpha}$ zu erzeugen, müßte etwa die Hälfte der Br γ -Emission von

diesem Starburst stammen. Berücksichtigt man allerdings, daß eine Extinktion von etwa $A_V=4^{mag}$ für eine optimale spektrale Anpassung notwendig ist, so wird der Anteil an der Br γ -Linienemission um einen Faktor 1.5 geringer und die räumlich unaufgelöste Verteilung der Linienemission ist weiterhin erklärbar. Die bolometrische Leuchtkraft L_{bol} dieses Haufens betrüge etwa $8.3 \times 10^9 L_\odot$. Aus den IRAS-Flüssen bei $12 \mu\text{m}$ (0.62 Jy), $25 \mu\text{m}$ (1.75 Jy), $60 \mu\text{m}$ (7.84 Jy) und $100 \mu\text{m}$ (16.93 Jy) und Gleichung 2.3 erhält man $L_{bol} \approx 9.3 \times 10^9 L_\odot$. Die $10 \mu\text{m}$ -Karte von Bushouse, Telesco & Werner (1998) zeigt eine weitgehend unaufgelöste Quelle in den inneren 400 pc. In ihrer $100 \mu\text{m}$ -Karte ist die gesamte Emission mit NGC 3227 assoziiert. Diese Messungen deuten darauf hin, daß ein Großteil der IRAS-Flüsse aus den inneren 400 pc von NGC 3227 stammt. Damit spiegeln die IRAS-Flüsse eine gute Abschätzung der bolometrischen Leuchtkraft der Kernregion, unter Vernachlässigung des hochenergetischen AGN-Beitrags wieder. Der Vergleich zu den IRAS-Werten von NGC 1068 zeigt, daß diese Werte deutlich höher liegen, was auf die Emission von heißem Staub, der wahrscheinlich hauptsächlich vom AGN selbst geheizt wurde, zurückzuführen ist. Die heutige Supernova-Rate, die man aus STARS erhält, ist $0.026 M_\odot/\text{yr}$. Aus dem 5 GHz-Fluß (24 mJy in gesamten Kern) von Mundell et al. (1992b) und der Gleichung 2.8 ergibt sich für den gesamten Kernbereich eine Supernova-Rate von $0.0237 M_\odot/\text{yr}$. Die heutige Sternentstehungsrate R liegt bei diesem Modell bei etwa $0.08 M_\odot/\text{yr}$ ($R = R_0 e^{-\frac{t_{burst}}{t_{tsc}}}$ mit $R_0=12 M_\odot$). Diese Ergebnisse werden mit den Betrachtungen zur AGB-Phase und einem alten Sternhaufen in 3.2.8 zusammenfassend diskutiert.

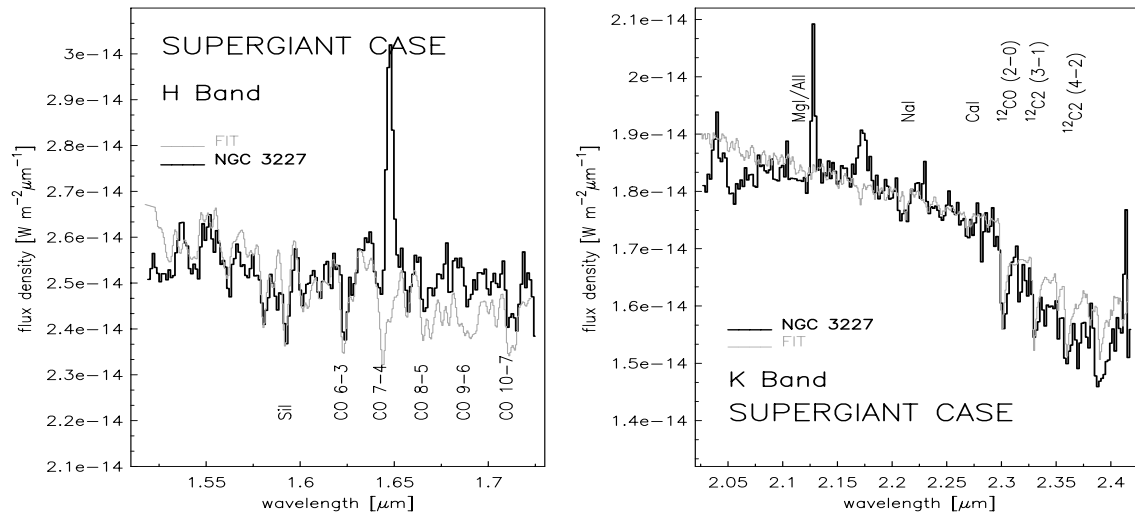


Abbildung 3.13: SPECSYN-Ergebnis des Überriesen-Fall zu NGC 3227. Die Übereinstimmung zwischen den Daten (schwarze Linie) und dem synthetischen Spektrum (graue Linie) ist relativ gut.

Ein alter Sternhaufen: Das Licht eines 10^{10} yr alten Starburst ist von späten Hauptreihensternen dominiert, allerdings würde dies bedeuten, daß kurz nach Beginn der Sternentstehung kein weiteres molekulares Gas in die Kernregion gekommen ist, was angesichts der hohen Gasmassen nahe des Zentrums sehr unrealistisch erscheint. Dieses Szenario

kann man nur in Kugelsternhaufen beobachten, in denen der gesamte Gasvorrat bereits aufgebraucht ist. Daher muß man bei so hohen Altern von konstanter Sternentstehung ausgehen, die dann eine Riesen-dominierte Population bildet.

Die Anpassung an das beobachtete Spektrum (Abb. 3.14) erfolgte mit einer 10^{10} yr alten kontinuierlichen Sternentstehung in der oben beschriebenen Art. Der Beitrag von M-Sternen zum stellaren Kontinuum beträgt etwa 40 % im H-Band und 30 % im K-Band, was sich zu etwa 25 % bzw. 13 % des gesamten Kontinuums von NGC 3227 reduziert. Dies ist geringer als der aus den Linien abgeleitete Beitrag. Dabei stammt der überwiegende Beitrag zum Fluß von Überriesen. Neben den M-Sternen tragen z.B. im K-Band K-Riesen zu etwa 30 % des stellaren Kontinuums bei. Zusätzlich ist die spektrale Anpassung insgesamt etwas schlechter als im Fall der Überriesen. Das abgeleitete Minimum der stellaren Masse befindet sich mit etwa $3 \times 10^8 M_{\odot}$ noch im Rahmen der dynamischen Masse. Ein Problem ist jedoch die Lyman-Kontinuums-Leuchtkraft $L_{Ly\alpha}$, die den gesamten beobachteten $Br\gamma$ -Linienfluß erklären würde. Der "aktive Kern" würde dann nur einen verschwindenden Beitrag zu $L_{Ly\alpha}$ liefern. Da jedoch die $Br\gamma$ -Linienemission nicht ausgedehnt ist, können der ausgedehnte stellare K-Band-Beitrag und die $Br\gamma$ -Linienemission nicht von der gleichen Komponente stammen. Hier würde man selbst im Falle einer Extinktion erwarten eine ausgedehnte räumliche Verteilung zu beobachten. Damit scheidet dieser Fall mit hoher Wahrscheinlichkeit aus.

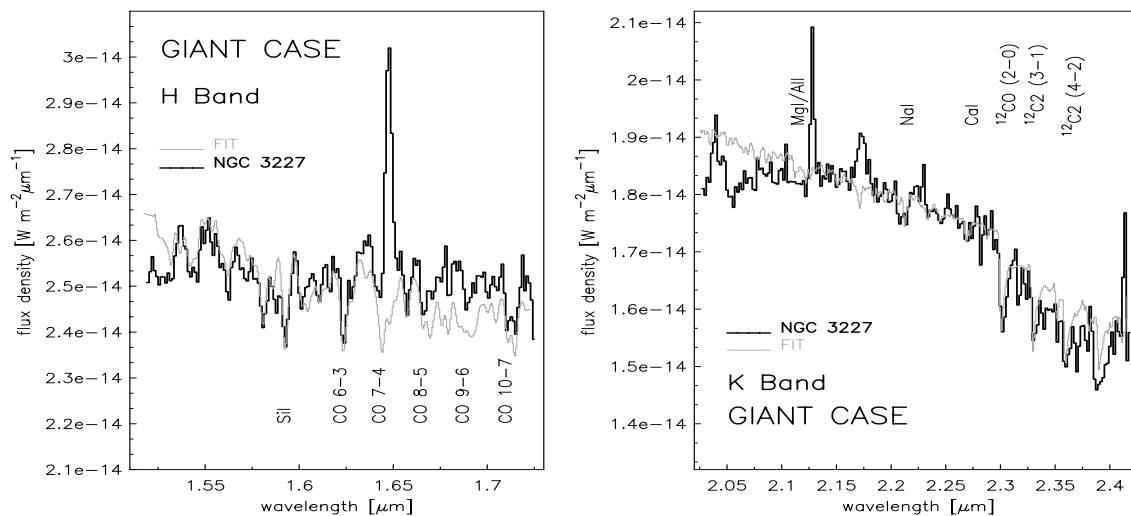


Abbildung 3.14: SPECSYN-Ergebnis des Riesen-Fall zu NGC 3227. Die Daten (schwarze Linie) stimmen relativ gut mit dem synthetischen Spektrum (graue Linie) überein.

Der stellare Betrag zum nuklearen Kontinuum Aus den oben beschriebenen Modellen erhält man, im Rahmen der Genauigkeit, die gleichen Ergebnisse für den stellaren Beitrag. Im H-Band sind etwa 65 % des Kontinuums stellaren Ursprungs (Abb. 3.15), während es im K-Band nur noch etwa 40 % sind. Hinzu kommt noch eine Extinktion A_V von etwa $(4 - 5)^{mag}$. Diese Unterschiede sind auf die unterschiedlichen SED ('spektral

energy distribution') der einzelnen beteiligten Komponenten zurückzuführen. Die SED der stellaren Komponente hat ihr Maximum bei etwa $1 \mu\text{m}$, wie man in Abb. 4 von Schmitt et al. (1997) auch erkennen kann. Barvainis (1990) hat die SED von Quasaren dekompositioniert in eine stellare, eine nukleare Staub- und eine nukleare Potenzgesetz-Komponente. Im Falle von NGC 3227 bedeutet dies, daß man im H-Band am wenigsten von den nuklearen AGN-Komponenten kontaminiert wird. Zwar ist der Beitrag der Potenzgesetz-Komponente größer als im K-Band jedoch aufgrund des kleinen Spektralindex von etwa -0.20 (s. 2.2.2) nicht wesentlich höher. Die Staubkomponente beeinflusst das K-Band aber viel stärker als das H-Band. Dies gilt auch für die hier ermittelten Staubtemperaturen von etwa 900 K. Diese hohen Staubtemperaturen wurden auch schon von Oliva et al. (1995) in ihrem Seyfert-Ensemble gefunden. Aus diesen Ergebnissen folgt, daß sich die stellare Komponente in NGC 3227 am besten im H-Band und eventuell auch dem J-Band untersuchen läßt, da hier die Beiträge der nicht-stellaren Komponenten geringer als in den benachbarten Bändern sind. Damit hat die Kombination von SPECSYN und STARS Ergebnisse aus anderen Methoden bestätigt.

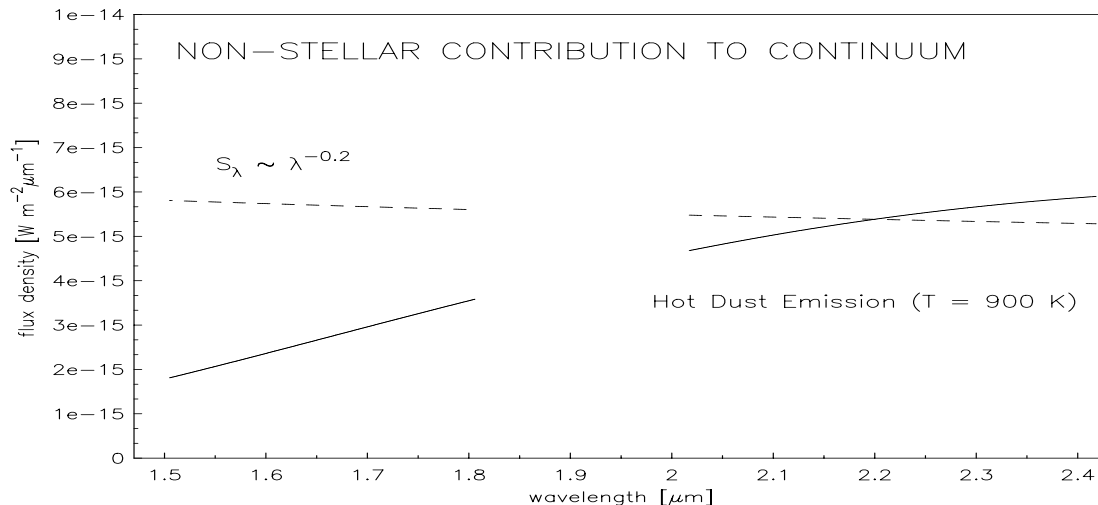


Abbildung 3.15: Die nicht-stellaren Beiträge zum Kontinuum im H- und K-Band in NGC 3227. Es sind die Beiträge einer 900 K heißen Staubemission (durchgezogene Linie) und des nicht-thermischen AGN-Beitrags (gestrichelte Linie) gezeigt.

3.2.7 Hinweise von optischen stellaren Absorptionslinien

Wie im Folgenden zusammengefaßt wird, deuten optischen Messungen darauf hin, daß sich im Kern von NGC 3227 eine junge stellare Population mit roten Überriesen befindet. Dieser Hinweis ist konsistent mit den in den vorherigen Abschnitten dargelegten Ergebnissen meiner NIR-Beobachtungen.

In den optischen Bändern kann man die Linien des CaII-Tripletts bei λ 8498 Å, 8542 Å,

8662 Å und die MgI *b*-Linie bei λ 5171 Å als diagnostische Linien analog zu Si I und den beiden CO-Bandenköpfen im NIR verwenden. Die CaII-Linien treten in späten Sternen auf und zeigen eine Abhängigkeit von der Leuchtkraftklasse, d.h., sie sind am stärksten in Überriesen (z.B. Terlevich et al. 1990).

Verschiedene Messungen von MgI *b* in NGC 3227 deuten auf einen stellaren Beitrag von etwa (17 - 30) % hin (Terlevich et al. 1990, Malkan & Filippenko 1983, Winge et al. 1995), während die Abschätzung aus den CaII-Linien in NGC 3227 einen Beitrag von ~ 60 % (Terlevich et al. 1990) ergibt. Dieser Unterschied zwischen MgI *b* und CaII führt direkt zu dem Schluß, daß die CaII-Linien aus den Hüllen von Überriesen stammen müssen, da sonst die Diskrepanz im stellaren Kontinuum nicht geklärt werden kann.

In den Spektren von Nelson & Wittle (1995) sind die CaII-Linien deutlich zu erkennen, während die MgI *b*-Linien nur schwach sind. Die MgI *b*-Linien werden zwar durch die benachbarten [Fe VII]- und [Fe VI]-Linien kontaminiert, jedoch ist die Äquivalentbreite auch in dem Spektrum von Malkan & Filippenko (1983), welches eine hohe spektrale Auflösung besitzt, gering. Die geringe Äquivalentbreite der Fe I λ 5268 Å-Linie, die in Spiralgalaxien in etwa die gleiche Stärke wie die MgI *b*-Linie hat, bestätigt zusätzlich diese Messungen (Malkan & Filippenko 1983).

Der Unterschied in der Kontamination durch den nicht-stellaren Kontinuumsbeitrags des Kerns kann auch nicht mit dem zeitlich variierenden Kontinuum erklärt werden. Zwar variiert das Kontinuum mit einer Periode von etwa 17 d (Winge et al. 1995, Salamanca et al. 1994), jedoch beträgt die Variation bei 5200 Å und 8500 Å nur etwa 10% (s. Abb. 1 in Winge et al. 1995) und kann damit nicht die beobachtete Diskrepanz erklären. Dies stimmt, selbst wenn die CaII-Linien jeweils im Minimum des AGN-Beitrags und die MgI *b*-Linien im Maximum beobachtet wurden. Die Äquivalentbreite für MgI *b* konnte von Salamanca et al. (1994) im Minimum und Maximum bestimmt werden und stimmt mit dem Wert von Winge et al. (1995) überein. Damit ist die besondere Stärke der Ca II-Linien relativ zu der MgI *b*-Linie bestätigt und läßt sich nur durch einen signifikanten Beitrag von roten Überriesen am stellaren Licht erklären.

Eine alternative Erklärung der diskrepanten Linienstärken über unterschiedliche Extinktionen als Funktion der Wellenlänge zu dem stellaren Haufen führt zu stark verschiedenen Beiträgen des AGN im visuellen und roten Bereich und steht damit im Widerspruch zu dem bekannten flachen Verlauf des variablen nuklearen AGN-Beitrags (Winge et al. 1995) in diesen Wellenlängenbereichen.

3.2.8 Der nukleare Sternhaufen: Zusammenfassung aller Ergebnisse

Wie in 3.2.6 ausführlich diskutiert, beobachtet man im Kern von NGC 3227 mindestens zwei Sternpopulation unterschiedlichen Alters. Da konstante Sternentstehung ausgeschlossen werden kann, bedeutet dies, daß die Sternentstehung im Zentrum wahrscheinlich episodisch verläuft. Dies ist in Übereinstimmung mit dem großen Reservoir an molekularem Material im Abstand von etwa 100 pc sowie auch den Gebieten mit momentaner bzw. kürzlich aufgetretener Sternentstehung (HII-Regionen), die sich nur ~ 500 pc vom Kern entfernt befinden (s. 5.1). Da die Dynamik des Gases in dem inneren 1 kpc nicht sehr geordnet ist (s. 5.7), ist die Wahrscheinlichkeit, daß Gas im Kern instabil geworden ist

und Sterne gebildet hat, gegeben. Daraus kann man schließen, daß die Sternentstehung im Zentrum von NGC 3227 in Wellen erfolgte und sehr wahrscheinlich an die Gasdynamik gekoppelt ist. Es sprechen mehr Indizien für einen Sternhaufen in der Überriesen-Phase (RSG-Phase) mit einem Alter von ~ 25 Myr als für einen Haufen in der AGB-Phase mit einem Alter von $\sim 5 \times 10^8$ yr. Der vermutliche zeitliche Ablauf der Sternentstehung im Zentrum von NGC 3227 wird im Folgenden dargelegt.

Das Licht des nuklearen Sternhaufens wird im H- und K-Band von sehr kühlen entwickelten Sternen dominiert. Die Analyse der stellaren Absorptionslinien deutet auf M-Riesen oder M-Überriesen als dominante Population hin. (Allerdings haben M-Riesen ein Alter von etwa $\geq 10^9$ yr, so daß es schwierig ist eine Population zu erzeugen, die von M-Riesen dominiert wird, s. dazu 3.2.6.) Ferner ergibt sich aus der Populations- und Spektralsynthese, daß das Szenario einer langen ($\sim 10^{10}$ yr) konstanten Sternentstehung im Zentrum von NGC 3227 auszuschließen ist (s. 3.2.6). Dies bedeutet, daß man keine von Riesensternen dominierte Population für den nuklearen stellaren Haufen annehmen kann.

Von den anderen beiden Fällen (AGB-Phase und rote Überriesen-Phase) kann keiner völlig ausgeschlossen werden, jedoch erhält man mehr Indizien, die die RSG-Phase unterstützen. Dies sind zum einen die optischen Ergebnisse (s. 3.2.7), die auf einen starken Flußdichtebeitrag von Sternen in der roten Überriesen-Phase (RSG-Phase) hindeuten. Bei dieser Phase würde der Hauptteil des beobachteten MIR/FIR-Flusses vom nuklearen Sternhaufen stammen, sowie ein Teil der H-Rekombinationsemission und der Radio-Kontinuumsemission (s. 3.2.6). Dies würde bedeuten, daß ein beträchtlicher Teil der nuklearen Leuchtkraft stellaren Ursprungs wäre und nicht vom AGN stammen würde.

Die AGB-Phase kann nicht völlig ausgeschlossen werden, jedoch zeigt sie deutliche Probleme bei den beobachteten Farben. Aufgrund der unterschiedlichen Auflösung in den abbildenden Daten und den spektral-abbildenden Daten ist eine genauere Analyse aber nicht möglich (s. 3.2.6). Desweiteren erscheint es aufgrund der hohen Gaskonzentration in den inneren $3.6''$ relativ unwahrscheinlich, daß in den letzten $\sim 5 \times 10^8$ yr keine Sternentstehung im Zentrum stattgefunden hat. Um jedoch zu klären, welche Sterne das Licht des nuklearen Sternhaufens dominieren und auch ob weitere jüngere bzw. ältere Populationen existieren, werden Daten mit einem höheren S/N sowie auch über einen großen spektralen Bereich notwendig sein.

Interessant ist jedoch, daß im Falle einer $\sim 5 \times 10^8$ yr alten Population (AGB-dominiert) bzw. einer ~ 25 Myr alten Population (RSG-dominiert) nur etwa 10 % der dynamischen Masse in den inneren $3.6''$ mit dieser Population erklärt werden kann. Dies bedeutet, daß neben diesen jüngeren Sternen auch noch wesentlich ältere Sterne im Zentrum von NGC 3227 existieren. So beobachtet man im Zentrum der Milchstraße ebenfalls Sterne, die von mehreren Starburst-Episoden stammen (Krabbe et al. 1995).

Der stellare Beitrag zum Kontinuum ist im H-Band mit etwa 65 % deutlich höher als im K-Band und im Optischen, wo man jeweils nur etwa 40 % findet. Die Ergebnisse der NIR-Spektralsynthese stimmen in etwa mit den Aussagen aus den JHK-Farben überein, aus denen ich für die ausgedehnte Komponente unter der Annahme von jungen Sternen (A-Sterne tragen signifikant zum stellaren Kontinuum bei; Hunt et al. 1997) eine Extinktion von etwa $(4 - 5)^{mag}$ gefunden habe (s. 3.1.2). Diese ausgedehnte Emission ist jedoch nicht völlig identisch mit dem in der $^{12}\text{CO}2\text{-}0$ -Linienemission kartierten nuklearen Stern-

haufen. Allerdings deuten auch die Kernfarben ($0.5''$) auf eine Extinktion von etwa 3^{mag} hin. Die Analyse der JHK-Farben wird jedoch stark von den offensichtlich von einer alten Population verschiedenen unterliegenden Sternpopulationen sowie dem Beitrag des AGN zu dem Kontinuum in den inneren 500 pc beeinflusst.

3.2.9 Ist der molekulare Gasring in NGC 3227 ein Starburststring?

In den zwei nahen Starburst-Galaxien IC 342 und M 82 beobachtet man in einem Abstand von etwa 100 pc - 150 pc Starburststringe mit einem Alter von einigen Myr (Böker et al. 1997, Schreiber 1998). In der nur leicht inklinierten Galaxie IC 342 kann man gut erkennen, daß dieser Starburststring mit der Verteilung des kalten molekularen Gases übereinstimmt. Da der ^{12}CO -Gasring (s. 4.2) sich ebenfalls in einem Abstand von etwa 150 pc befindet, kann man erwarten hier ebenfalls einen Starburst zu beobachten. In den Linienkarten von $\text{Br}\gamma$ und den NIR-CO-Linien findet man jedoch keine Hinweise auf junge Sternentstehung in diesem Gebiet. Dies kann nun an seiner Schwäche im Vergleich zum Kern liegen, da dieser die nukleare Emission in Seyfert-Galaxien dominiert. Daher habe ich für ausgewählte Gebiete in IC 342 (Kern, Region 1 und 3 im Starburststring; Nomenklatur und Werte von Böker 1996) und M 82 (Kern, B1 und B2 im Starburststring; Nomenklatur und Werte von Schreiber 1998) die Flächenleuchtkraft für das K-Band, die $\text{Br}\gamma$ -Linie und die $\text{H}_2 1-0 \text{ S}(1)$ -Linie nach den Gleichungen 2.6, 2.7 und

Tabelle 3.11: Eigenschaften der Starburst-Ringe in M 82 und IC 342

	M 82			IC 342		
	Kern	B1	B2	Kern	Region 1	Region 3
S_K [mJy]	104	30	48	14.7	4.4	4.0
L_K [L_\odot]	12.9×10^6	3.7×10^6	6.0×10^6	5.4×10^5	1.6×10^5	1.5×10^5
$F_{\text{Br}\gamma}$ [$10^{-17} \text{ W m}^{-2}$]	5.3	10.1	9.1	0.3	2.2	0.5
$L_{\text{Ly}\alpha}$ [L_\odot]	3.1×10^7	5.9×10^7	5.3×10^7	0.5×10^6	3.8×10^6	0.9×10^6
$F_{\text{H}_2 \text{S}(1)}$ [$10^{-17} \text{ W m}^{-2}$]	1.0	0.7	1.0	0.1	0.4	0.2
$L_{\text{H}_2 \text{S}(1)}$ [L_\odot]	3500	2450	3500	100	400	200
Fläche	$2.3'' \times 2.3''$	$2.3'' \times 2.3''$	$2.3'' \times 2.3''$	$1.25''$	$2.75'' \times 2.00''$	$1.75'' \times 2.25''$
Fläche [pc^2]	1190	1190	1190	186	416	298
$\frac{L_K}{\text{Area}}$ [$\frac{L_\odot}{\text{pc}^2}$]	10840	3110	5040	2900	380	500
$\frac{L_{\text{Ly}\alpha}}{\text{Area}}$ [$\frac{L_\odot}{\text{pc}^2}$]	26050	49580	44540	2690	9130	3020
$\frac{L_{\text{H}_2 \text{S}(1)}}{\text{Area}}$ [$\frac{L_\odot}{\text{pc}^2}$]	2.94	2.06	2.94	0.54	0.96	0.67

Die Meßwerte von M 82 sind Schreiber (1998) entnommen, diejenigen von IC 342 Böker (1996). Für M 82 wurde eine Entfernung von 3.3 Mpc ($1'' = 15 \text{ pc}$) angenommen, für IC 342 eine Entfernung von 1.8 Mpc ($1'' = 8.7 \text{ pc}$).

$$L_{\text{H}_2}[M_\odot] = 3.121 \times 10^{19} \times D[\text{Mpc}]^2 \times F_{\text{H}_2}[\text{W m}^{-2}] \quad (3.2)$$

zum Vergleich herangezogen. Auf eine Korrektur für Extinktion wurde verzichtet, da der Einfluß auf die betrachteten Größen, die alle bei etwa der gleichen Wellenlänge liegen,

Tabelle 3.12: Vergleich des Gasrings in NGC 3227 zu M 82 und IC 342

		S_K	$F_{Br\gamma}$	$F_{H_2S(1)}$
		[mJy]	[10^{-19} W m $^{-2}$]	[10^{-19} W m $^{-2}$]
NGC 3227	-1.0";-0.5"	0.16	0.5	1.8
	0"; -1.5"	0.12	0.2	1.0
M 82	Kern	1.40	7.1	1.4
	B1	0.42	13.4	1.0
	B2	0.64	12.1	1.4
IC 342	Kern	0.37	0.7	0.3
	Region 1	0.05	2.5	0.4
	Region 3	0.06	0.8	0.3

Für NGC 3227 wurde eine Entfernung von 17.3 Mpc ($1'' = 84\text{pc}$) angenommen. Die Flüsse wurden in einem Pixel ($0.25'' \times 0.25''$) gemessen bzw. ermittelt.

ähnlich ist. Hier ist F_{H_2} der $H_2 1-0 S(1)$ -Fluß und D die Entfernung. Die entsprechenden Werte sind in Tab. 3.11 aufgelistet. Um die Flächenleuchtkräfte direkt zu NGC 3227 vergleichen zu können, habe ich sie in erwartete Fluß/Pixel bzw. Flußdichte/Pixel unter Verwendung der Gleichungen 2.6, 2.7 und 3.2 sowie der Entfernung von NGC 3227 von 17.3 Mpc umgerechnet.

Zum Vergleich wurden die beiden Positionen der maximalen mm- ^{12}CO -Emission (s. 4.2) im Ring südlich und östlich des Kerns gewählt. Die Wahl habe ich getroffen, da im Fall von IC 342 ein ^{12}CO -Maximum mit dem Maximum des Starburstrings übereinstimmt (Böker 1996). Zudem liegen diese beiden Punkte weit genug vom Zentrum entfernt, um bei der gegebenen räumlichen Auflösung von $1.3''$ (s. 3.2.1) nicht mehr von der zentralen Emissionsquelle stark kontaminiert zu sein.

Der Vergleich (siehe Tab. 3.12) zeigt, daß kein Starburst mit einem Alter von einigen Myr in diesen beiden Gebieten stattfindet. Da der $Br\gamma$ -Fluß im Vergleich zur K-Band-Flußdichte zu gering ist. Besonders läßt sich ein Starburst wie in M 82, der sogar 5-mal heller als in IC 342 ist, ausschließen. Allerdings könnte man einen Starburst mit einem Alter um die 15 Myr, wie man ihn in den Kernen von IC 342 (Böker et al. 1997) und M 82 (Schreiber 1998) beobachtet, mit den gemessenen Werte in Einklang bringen.

Interessant ist, daß die H_2 -Flächenleuchtkraft in NGC 3227 der beobachteten von M 82 entspricht und somit unter der Annahme gleicher Anregungsbedingungen eine etwa gleich hohe Masse an warmen H_2 -Gas anzeigt (ohne Berücksichtigung von Extinktionseffekten).

3.2.10 Die Linien des molekularen Wasserstoffs

In NGC 3227 sind die Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs im Rahmen der instrumentellen spektralen Auflösung von $R \sim 750$ unaufgelöst (400 km/s FWHM). Räumlich sind sie dagegen ausgedehnt mit einer FWHM von etwa $0.85''$ nach quadratischer Entfaltung (s. 3.1). Eine Entfaltung mit dem LUCY-Algorithmus liefert eine in EW-Richtung ausgedehnte Struktur, dabei wurde das benachbarte Kontinuum als PSF verwendet. Dies ist in Übereinstimmung mit der HST-Aufnahme der $H_2 1-0 S(1)$ -Linie (Quillen, private

communication). Auffallend ist, daß sich der molekulare Wasserstoff nicht ringförmig wie die ^{12}CO -Linienemission (s. 4.2.3) anordnet, sondern im Kern mit einer Ausdehnung in EW-Richtung konzentriert ist (s. Abb. 3.16), die man deutlich in den Differenzen von Linien- und Kontinuumskarte sieht. In NGC 1068 stimmen dagegen die Strukturen in den Linienemissionen des heißen H_2 -Gases sowie des kühleren ^{12}CO -Gases überein (s. 6.5).

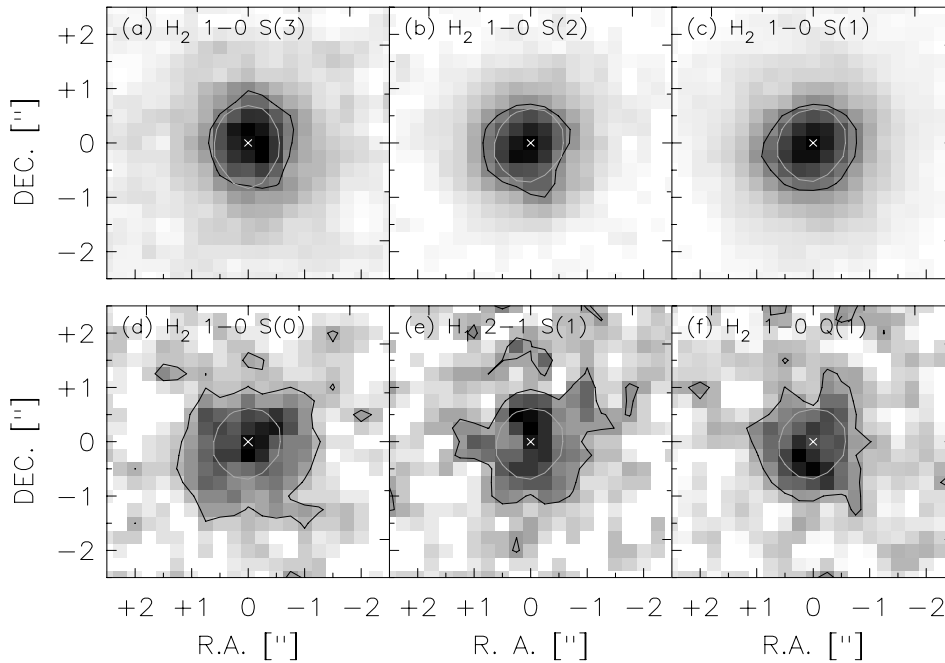


Abbildung 3.16: Die ausgedehnte H_2 -Linienemission in NGC 3227. Gezeigt werden die 50 %-Konturlinien der Linienabsorption (schwarze Linien) und des benachbarten Kontinuums (graue Linien).

Dies deutet darauf hin, daß sich der Hauptteil des heißen molekularen Gases im Kern befindet oder nur ein geringer Teil durch Strömungsprozesse in dem ^{12}CO -Emissionsgebiet angeregt wird. Eine genaue Messung des H_2 -Geschwindigkeitsfelds bei hoher räumlicher Auflösung kann dies klären.

Wie im Anhang B gezeigt wird, sieht man im Vergleich der NIR- H_2 -Linienverhältnisse mit Modellrechnungen, daß der molekulare Wasserstoff im wesentlich thermisch angeregt ist. Aus dem Besetzungsdiagramm liest man eine kinetische Temperatur von etwa 2400 K ab. Der Vergleich zu anderen Galaxien zeigt, daß man oft mit einem zusätzlichem Beitrag von UV-Fluoreszenz zur Linienemission rechnen kann, sowie, daß die Anregung sich auf kleinen räumlichen Skalen ändern kann.

Die Masse an heißem molekularem Gas beträgt in den inneren $3.6''$ in NGC 3227 etwa $450 M_\odot$. Das Verhältnis von heißer zu kalter Gasmasse mit einigen 10^{-6} liegt dabei am unteren Ende der in anderen Galaxien beobachteten Verhältnisse von 10^{-4} - 10^{-6} .

Kapitel 4

Die mm-Daten von NGC 3227

In diesem Abschnitt werden zuerst die Kalibrationsschritte und Eigenschaften der mm-Daten erläutert, daran anschließend erfolgt eine Analyse der Größe und Struktur der Moleküllinienemission. Als nächstes wird die in den Interferometerdaten enthaltene Dynamik des molekularen Gases beschrieben.

Die mm-Daten von NGC 3227 lassen sich, wie folgt, zusammenfassen:

Das molekulare Gas in NGC 3227 hat eine Ausdehnung von etwa 25'' (2.1 kpc) FWHM (s. 4.2) und ist dabei relativ glatt verteilt. In der $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linienemission findet man zwei Emissionsmaxima im radialen Abstand von etwa 15'' (1.3 kpc) und etwa 10'' (0.8 kpc). Das letztere liegt am Ende eines molekularen Balkens, der einen Positionswinkel von fast 90° mit der großen kinematischen Achse hat. Dieser Balken ist auch in der $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linienemission zu sehen, wo er bis auf etwa 1'' (84 pc) an das Zentrum (s. 4.2.3) heran reicht. Das Zentrum ist von einem Gasring mit einem Radius von etwa 1.5'' (130 pc) umgeben, der sich mit der Galaxienscheibe mitbewegt. In der zentralen Bogensekunde weicht die Kinematik jedoch deutlich von der übrigen rotierenden galaktischen Scheibe (s. 4.4.2) ab. Aus der Detektion von $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linienemission (s. 4.4.3) in einem radialen Abstand von ~ 12 pc mit einem Geschwindigkeitsversatz gegenüber der systematischen Geschwindigkeit kann eine untere Grenze für die eingeschlossene Masse von $2 \sim 10^7 M_\odot$ ermittelt werden. Der Vergleich zwischen den ^{12}CO - und $\text{HCN}(1-0)$ -Daten zeigt, daß die HCN-Emission im Gegensatz zu der ^{12}CO -Emission unaufgelöst (s. 4.3.2) ist und mit der Kinematik der inneren Bogensekunde der $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Emission übereinstimmt (s. 4.4.4).

4.1 Beobachtungen im mm-Bereich

Im Folgenden werden die Kalibrationsquellen für die einzelnen Messungen sowie die verwendeten Parameter und die erhaltenen Auflösungen beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung der Datenreduktion und Kalibration für beide Instrumente findet man im Anhang A.

Tabelle 4.1: Parameter der IRAM MRT-Beobachtungen von NGC 3227

Linie	Datum	HPBW ["]	B_{eff}	F_{eff}	T_{sys} [K]	τ_{zenith}
^{12}CO 1-0	16.07.1997	22.6	0.68	0.92	350	0.32
	17.07.1997				390	0.35
	19.07.1997				490	0.42
^{12}CO 2-1	16.07.1997	11.3	0.39	0.86	630	0.43
	17.07.1997				740	0.33
	18.07.1997				950	0.62
	20.07.1997				1150	0.68
^{13}CO 1-0	17.07.1997	23.8	0.68	0.92	225	0.13
^{13}CO 2-1	17.07.1997	11.9	0.41	0.86	565	0.45
C^{18}O 1-0	19.07.1997	23.7	0.68	0.92	300	0.20
C^{18}O 2-1	19.07.1997	11.8	0.41	0.86	1250	0.80
HCN 1-0	18.07.1997	29.4	0.75	0.92	275	0.10
H^{13}CN 1-0	18.07.1997	30.2	0.75	0.92	185	0.13
HCO^+ 1-0	20.07.1997	29.3	0.75	0.92	235	0.11
CS 2-1	20.07.1997	26.6	0.70	0.92	270	0.14

Die angegebenen Systemtemperaturen T_{sys} und optischen Dicken τ_{zenith} sind die mittleren Werte während der Beobachtungen. Die Beambreiten (HPBW) sind bei den entsprechenden Wellenlängen die theoretisch erwarteten. Die Hauptkeuleneffizienz B_{eff} und die Vorwärtskoppelungs-Effizienz F_{eff} sind dem IRAM 30m-Manual (Wild 1995) entnommen.

4.1.1 Die MRT-Daten

Die mm-Einzelteleskop-Daten wurden Anfang Juli 1997 am IRAM Millimeter-Radio-Teleskop (MRT, 30 m) aufgenommen. Während der fünf Beobachtungstage wurde das Pointing und der Fokus des MRT zu Beginn und nach etwa der Hälfte der Beobachtungen durch Messung (eines sog. Kreuz-Scans, s. A.2.2) der Schwarzkörper-Kontinuumsstrahlung des Planeten Venus überprüft. Die Empfänger wurden mit der in A.2.2 beschriebenen Methode etwa alle 15 min flußkalibriert. Um flache spektrale Basislinien zu erhalten, wurde eine Vielzahl von Einzelbeobachtungen (sog. Scans) mit einer Integrationszeit von 2 min in der ON-Position (d.h. auf der Quelle) und der in A.2.2 beschriebenen 'Wobbling'-Methode mit einem Teleskopversatz von 180" in Azimuth und einer Frequenz von 0.5 Hz beobachtet. Um das Pointing des MRT während der Messungen der schwächeren Linien zu kontrollieren wurde mit einem Empfänger eine der beiden ^{12}CO Linien gemessen, da diese schon bei einer relativ kurzen Integrationszeit von 2 min mit einem S/N von etwa 25:1 sehr gut nachweisbar sind. Neben den Linienbeobachtungen von Molekülen auf dem Zentrum wurden auch die beiden ^{12}CO -Linien mit dem MRT in einem Gebiet von $35'' \times 35''$ mit einem regelmäßigen Meßpunkt-Abstand von 5" kartiert. Die gemessenen Antennentemperaturen sind in T_A^* angegeben, d.h. die Antennentemperatur ist für Verluste durch 'rear spillover' (d.h. durch zu breite Ausleuchtung des Primärspiegels) und atmosphärische Dämpfung korrigiert. Um jedoch die Meßwerte mit Literaturdaten vergleichen zu können, muß man die gemessenen Temperaturen in T_{mb} umrechnen, um auch die Effizienz der Teleskoprichtcharakteristik und deren Ankopplung an eine Quelle zu

berücksichtigen (Das Subskript *mb* steht hier für 'main beam', der Hauptkeule der Antennenrichtcharakteristik). Eine genauere Beschreibung hierzu ist in A.2.2 gegeben. Die Zusammenfassung der Beobachtungsparameter wie Beamgröße (HPBW), Integrationszeit und die gemessenen Linienflüsse sind in den Tabellen 4.1 und 4.2 wiedergegeben.

Tabelle 4.2: Intensitäten verschiedener mm-Linien in NGC 3227

Linie	ν [GHz]	t_{int} [min]	FWZI [km/s]	$I_{CO} (T_A^*)$ [K km/s]	$I_{CO} (T_{mb})$ [K km/s]	V_{line} [km/s]	FWHM [km/s]
^{12}CO 1-0	114.830256	106	910 - 1410	34.016	46.022	1132	258
^{12}CO 2-1	229.656111	58	910 - 1410	23.938	52.786	1140	244
^{13}CO 1-0	109.779816	46	940 - 1340	2.294	3.104	1113	250
^{13}CO 2-1	219.555593	42	960 - 1350	2.438	5.114	1185	213
C^{18}O 1-0	109.362231	44	~ 400	≤ 0.389	≤ 0.526		
C^{18}O 2-1	218.720433	44	~ 400	≤ 0.876	≤ 1.837		
HCN 1-0	88.292559	56	1040 - 1285	1.279	1.569	1174	128
			940 - 1420	1.747	2.143	1165	311
H^{13}CN 1-0	86.011988	56	1040 - 1285	0.327	0.401	1182	188
			940 - 1420	0.518	0.635	1158	311
HCO^+ 1-0	88.847349	28	1040 - 1285	1.163	1.427	1179	151
			940 - 1420	1.874	2.299	1172	281
CS 2-1	97.606160	28	1040 - 1285	0.968	1.272	1173	160
			940 - 1420	1.260	1.656	1170	166

Die Werte von ^{12}CO (1-0) stammen aus dem Summenspektrum der Tage 16., 17. und 19.07.1997, die Werte von ^{12}CO (2-1) aus dem Summenspektrum der Tage 16., 17. und 18.07.1997. Die Geschwindigkeiten V_{line} und FWHM der einzelnen Linien beziehen sich jeweils auf eine angepaßte Gaußkurve.

4.1.2 Die mm-Interferometer-Daten

NGC 3227 wurde in den Emissionslinien ^{12}CO (1-0) und ^{12}CO (2-1) sowie der HCN (1-0) Emissionslinie mit dem IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) beobachtet. Die ^{12}CO -Messungen erfolgten gleichzeitig in A, B1 und B2 Konfiguration (5 Antennen), mit Basislinien von 40 - 408 m, was einer Auflösung von $1.5'' \times 0.9''$ (PA 34°) bei 2.6 mm und $0.7'' \times 0.5''$ (PA 31°) bei 1.3 mm bei "uniform weighting" entspricht. Die Bandpaßkalibration erfolgte durch Messung der Kontinuumsstrahlung der Quasare 3C 273 und 0415+379, zur Phasenkalibration wurde der Quasar 1012+232 alle 10 min beobachtet. Die Flußkalibration wurde an dieser Quelle überprüft und liefert mit einer Genauigkeit von 15 % im 2.6 mm-Band und etwa 50 % im 1.3 mm-Band die erwarteten Flußdichtewerte. In den PdBI-Karten wurden noch die Daten am uv-Nullpunkt durch die Daten des 30m-Spektrum auf dem Zentrum ersetzt. Die Karten wurden für mehrere verschiedene Winkel-Auflösungen erzeugt, um sie miteinander zu vergleichen und eventuell ausgedehnte Strukturen nachweisen zu können. Die Anzahl der CLEAN-Iterationen betrug dabei jeweils 700.

Die HCN-Linie wurde in B1, B2, C1 und C2-Konfiguration mit vier Antennen beobachtet, was Basislinien von 24 - 288 m und somit einer Auflösung von $3.3'' \times 1.7''$ (PA 42°) entspricht. Aufgrund der schlechteren uv-Bedeckung wurden die Karten mit "natural

weighting" erzeugt. Die Bandpaßkalibratoren waren die Quasare 0528+134 und 3C 279 und zur Phasenkalibration wurde 0851+202 verwendet. Auch hier weist die Flußkalibration einen Fehler von etwa 15 % auf. Im Vergleich zu dem 30 m-Spektrum sieht man, daß im Rahmen des Rauschens die Form des PdBI-Spektrums von dem gesamten Kern in etwa mit dem Einzelteleskopspektrum übereinstimmt. Ein Vergleich der gemessenen Flußwerte zeigt, daß in den PdBI-Karten etwa der gesamte HCN-Linienfluß enthalten ist.

4.2 Die Verteilung des ^{12}CO -Linienflusses

Ein Vergleich mit Literaturwerten zeigt, daß die ^{12}CO -Linienemission aus einem Gebiet mit etwa 25" - 30" FWHM stammt. Die großräumige Verteilung ist weitestgehend glatt, wie man es anhand der MRT-Karten sehen kann. Zusätzlich dazu erkennt man in den PdBI-Karten eine Ringstruktur (Radius = 1.2") um den Kern mit drei weiteren Emissionsgebieten, die jeweils an der führenden Seite des Balkens liegen.

4.2.1 Vergleich von Messungen verschiedener Radioteleskope

Durch einen Vergleich von Messungen aus der Literatur, die mit verschiedenen großen Radioteleskopen durchgeführt wurden, kann man sowohl die Quellgröße als auch den fehlenden Fluß in den Interferometerkarten abschätzen. Dabei findet man für die ^{12}CO -Linienemission eine Quellgröße von etwa 25" - 30" (2.1 kpc - 2.5 kpc) unter der Annahme einer gaußförmigen Verteilung.

Unterschiedlich große Radioteleskope koppeln an die Quelle mit ihren verschiedenen Beam-Größen an und messen daher verschiedene Flußdichten je nachdem, ob die Quelle im Vergleich zum Beam ausgedehnt oder unaufgelöst ist. Nur im Fall einer unaufgelösten Punktquelle würde man für jedes Teleskop den gleichen Fluß messen. In der Literatur findet man für die ^{12}CO (1-0) und ^{12}CO (2-1) Linien Beobachtungen von unterschiedlichen Teleskopen (s. Tab. 4.3). Um nun abschätzen zu können, wieviel Fluß man in den Interferometerkarten aufgelöst hat und wie groß die Quelle ist, muß man zuerst die integrierten Temperaturen $\int T_{mb} dv$ in Linienintensitäten I_{CO} umrechnen. Dies erfolgt mittels folgender Gleichung:

$$I_{CO} = \frac{2k \times \int T_{mb} dv}{c^2} \times 1.1331 \times \theta^2 \times \nu^2. \quad (4.1)$$

Dabei ist k die Boltzmann-Konstante, c die Lichtgeschwindigkeit, θ die HPBW des Beams und ν die beobachtete Frequenz. Eine genauere Ableitung und Erläuterung dieser Beziehung ist in Schinnerer (1996) ausgeführt.

4.2.1.1 ^{12}CO (1-0) Linienemission

Man sieht aus den Werten für die ^{12}CO (1-0) Linienemission in Tab. 4.3, daß die Quellgröße kleiner als 55" sein muß, da alle mit größeren HPBW gemessenen Werte im Rahmen der Fehler übereinstimmen. Für kleinere Beamgrößen nimmt die Linienintensität stetig ab, da man immer mehr ausgedehnten Fluß auflöst, d.h. verliert. Nun kann man mit Hilfe eines Korrekturfaktors F_G (Dickel 1976), der die Quellgröße unter der Annahme einer

Tabelle 4.3: Vergleich der CO- und HCN-Linienintensitäten in NGC 3227 zu anderen Messungen

Linie	Instrument	HPBW ["]	$\int T_{mb} dv$ [K km/s]	I_{CO} [Jy km/s]	Referenz
^{12}CO (1-0)	IRAM 30 m	23	46.0	263.0	diese Arbeit
	IRAM 30 m	23	97.3	537.3	" , $\sim 35'' \times 35''$ Fläche
	IRAM PdBI	1.2		103.5	" , in $30'' \times 25''$ Fläche
	NRAO 11 m	66	10.4	489.8	Blitz, Mathieu & Bally (1986)
	Bell 7 m	102	4.2	472.5	"
	BIMA	5.0		470	Meixner et al. (1990), $17''$ Fläche
	IRAM 30 m	23	54.0	308.9	Braine et al. (1993)
	NRAO 12 m	55	15.4	504.7	Maiolino et al. (1997)
	NRAO 12 m	55	15.2	495.8	Papadopoulos & Seaquist (1998)
^{12}CO (2-1)	IRAM 30 m	11	52.8	291.5	diese Arbeit
	IRAM 30 m	11	161.0	889.0	" , $\sim 35'' \times 35''$ Fläche
	IRAM PdBI	0.6		129.9	" , in $15'' \times 13''$ Fläche
	IRAM 30 m ^a	23	42.0	960.9	Braine et al. (1993)
	JCMT	23	67.2	1536.5	Rigopoulou et al. (1997)
	NRAO 12 m ^a	55	12.9	1681.2	Papadopoulos & Seaquist (1998)
	JCMT	21	59.7	1137.7	"
^{13}CO (1-0)	IRAM 30 m	24	3.1	17.6	diese Arbeit
	NRAO 12 m	55	0.9	26.2	Papadopoulos & Seaquist (1998)
^{13}CO (2-1)	IRAM 30 m	12	3.1	29.0	diese Arbeit
	JCMT	21	2.2	39.0	Papadopoulos & Seaquist (1998)
HCN (1-0)	IRAM 30 m	29	0.4	2.2	diese Arbeit
	IRAM PdBI	2.4		2.1	" , $10'' \times 10''$ Fläche

^a Werte wurden von den Autoren für die Auflösung der ^{12}CO (1-0)-Linie angegeben

Die Werte der ^{12}CO (2-1) Linie wurden bei Braine et al. (1993) und Papadopoulos & Seaquist (1998) mit Hilfe von Karten zu der niedrigeren Auflösung der ^{12}CO (1-0) Linie gefaltet.

gaußförmigen Verteilung berücksichtigt, die tatsächliche Ausdehnung der Quellemission bestimmen. In diesen Korrekturfaktor geht als weitere Größe die HPBW des Beams mit ein. Man erhält also folgenden Zusammenhang zwischen zwei Messungen unterschiedlicher Radioteleskope (zu Einzelheiten der Herleitung siehe Schinnerer (1996) und Dickel (1976)):

$$\frac{S_A}{S_B} = \frac{1 + \left(\frac{\theta_S}{\theta_B}\right)^2}{1 + \left(\frac{\theta_S}{\theta_A}\right)^2}. \quad (4.2)$$

S_A und S_B sind die an zwei verschiedenen Teleskopen gemessenen Flüsse, θ_A und θ_B die HPBW der entsprechenden Beams und θ_S die FWHM der Quelle. Setzt man in diese Gleichung die Werte der NRAO-Messung von Papadopoulos & Seaquist (1998) und einen Mittelwert aus den beiden IRAM MRT-Messungen ein, so findet man eine gaußförmige Quellgröße von etwa $(25 \pm 3)''$ für die $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linienemission.

4.2.1.2 ^{12}CO (2-1) Linienemission

Für die ^{12}CO (2-1) Linienintensität kann man analog verfahren. Man findet nach oben beschriebener Methode eine Quellgröße von etwa $(29 \pm 5)''$. Da die Kalibration bei dieser Linie aufgrund der größeren atmosphärischen Störungen schwieriger ist, sind die Schwankungen zwischen verschiedenen Messungen bei gleicher HPBW größer als im Falle der $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linie. Daher habe ich zum einen meine MRT-Messung sowohl zu den beiden anderen HPBW-Messungen als auch diese Messungen untereinander verglichen. Dabei zeigt sich, daß für eine HPBW von etwa $23''$ der niedrige Wert von Braine et al. (1993) am besten zu der erhaltenen Quellgröße paßt, während die beiden JCMT-Messungen im Vergleich Quellgrößen größer als $100''$ ergeben würden. Dabei ist der Wert von Papadopoulos & Seaquist (1998) deutlich geringer als der Wert von Rigopoulou et al. (1997), was darauf hin deutet, daß der Wert von Rigopoulou et al. (1997) aufgrund einer Kalibrationsungenauigkeit zu hoch ist.

Tabelle 4.4: Obere Grenzen für das mm-Kontinuum in NGC 3227

λ [mm]	Instrument	Beam [$''$]	Fluß [Jy/beam]	Referenz
1.3	IRAM PdBI	0.6	≤ 0.008	diese Arbeit
2.7	IRAM PdBI	1.2	≤ 0.005	"
2.7	BIMA	5.0	≤ 0.070	Meixner et al. (1990)
3.3	IRAM PdBI	3.1	≤ 0.010	diese Arbeit

Obere Grenzen für das mm-Kontinuum gemessen auf dem Kern in NGC 3227. Die oberen Grenzwerte der IRAM-Messungen entsprechen 3σ -Werten.

4.2.1.3 Karten der ^{12}CO -Linienemission

Es wurden sowohl in den MRT-Karten als auch in den PdBI-Karten die integrierten Flüsse bestimmt und zu NRAO-Messungen verglichen, die die größte HPBW in der Literatur aufwiesen. Dabei nimmt der gemessene integrierte Linienfluß bei vergleichbarer MRT- und PdBI-Kartengröße stetig mit wachsender Winkelauflösung ab. Dies spricht für eine relativ glatte Verteilung des molekularen Gases, wie es auch in den Karten zu sehen ist.

Um den Fluß in den MRT-Karten zu bestimmen, wurde die mit der nach Anzahl der Meßpunkte pro Beam gewichtete Summe errechnet. Um diese gewichtete Summe zu erhalten, wurden für die $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linie die inneren Meßpunkte durch 8 (entsprechend ihrer Abtastung in der Karte), die äußeren Punkte nur noch durch 4 geteilt, da sie nicht so oft gemessen wurden. Bei der simultan (d.h. mit dem gleichen räumlichen Versatz) gemessenen ^{12}CO (1-0)-Karte wurden die entsprechenden Meßpunkte durch 16 und 8 geteilt, da aufgrund des größeren Beams bei 2.6 mm, die Abtastung pro Beam entsprechend höher ist.

MRT Intensity Maps

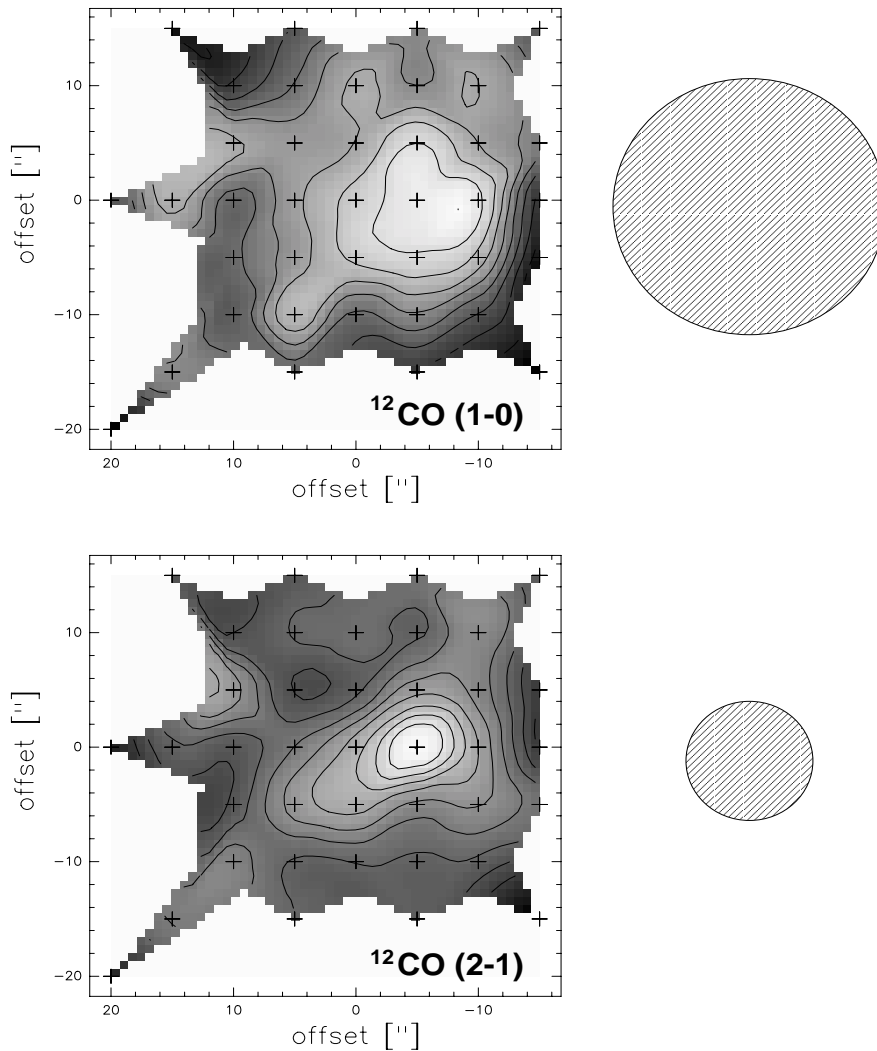


Abbildung 4.1: Die MRT-Karten von NGC 3227. Im Rahmen ihrer unterschiedlichen räumliche Auflösung (23" für die $^{12}\text{CO (1-0)}$ -Linie und 11" für die $^{12}\text{CO (2-1)}$ -Linie) zeigen beide Karten eine Ausdehnung von NW nach SE. Der entsprechende Beam ist neben jeder Karte dargestellt. Die unterschiedliche Positionierung des Maximums in beiden Karten ist wahrscheinlich auf einen Versatz der beiden Empfänger zueinander sowie einer unsicheren Messung der $^{12}\text{CO (1-0)}$ -Linie zurückzuführen. (Genauere Erläuterungen s. Text.)

Vergleicht man nun die Intensitäten (s. Tab. 4.3) aus den Karten der ^{12}CO (1-0)-Linie (diese Arbeit) mit der gemessenen NRAO-Gesamtintensität (Quellgröße \ll Beam), so findet man, daß die MRT-Karte die gesamte Intensität enthält und somit auch die tatsächliche Flußverteilung wiedergibt. Im Gegensatz dazu enthält die PdBI-Karte 20 % der Gesamtintensität. Dies bedeutet, daß die restlichen 80 % in Komponenten sind, die eine Ausdehnung von mehr als 5'' aufweisen, da die mit einem 5'' Beam zurückgefaltete Karte in etwa den gleichen Wert wie eine mit einem 1.2'' Beam zurückgefaltete Karte liefert.

Bei der ^{12}CO (2-1)-Linie enthält die MRT-Karte (diese Arbeit) nur mehr etwa die Hälfte der mit dem NRAO gemessenen Gesamtintensität, während die PdBI-Karte nur mehr 10 % der Gesamtintensität zeigt. Dies deutet darauf hin, daß etwa 50 % der Gesamtintensität sich über Gebiete erstreckt, die größer als 11'' sind, und daher nicht mehr mit dem MRT-Beam vollständig gemessen wurden. Der fehlende Fluß in den PdBI-Karten läßt sich analog zu der ^{12}CO (1-0) Linienemission erklären.

4.2.2 Die MRT-Karten

In den MRT-Karten ist die ^{12}CO -Linienemission relativ glatt um das Maximum verteilt (Abb. 4.1). Man findet eine Ausdehnung entlang eines Positionswinkels von etwa 140° (^{12}CO (1-0)) oder etwa 120° (^{12}CO (2-1)). Dabei ergibt sich nach quadratisches Entfaltung mit dem Beam (s. Gleichung 3.1) der an der 50%-Konturlinie abgemessenen Breite eine Quellgröße von etwa 22'' für die ^{12}CO (1-0)- bzw. 14'' für die ^{12}CO (2-1)-Linienemission entlang dieser Achse, während man senkrecht dazu noch unaufgelöst ist. Der Unterschied zwischen den Strukturen der beiden ^{12}CO -Linienemissionskarten kann durch die unterschiedlichen Beamgrößen erklärt werden, da der kleinere 1.3 mm Beam wahrscheinlich ausgedehnteres molekulares Material schon aufgelöst hat (s. oben).

Der Versatz von etwa 5'' zwischen der VLA-Radiokontinuums-Position und dem gemessenen Maximum in der Verteilung des ^{12}CO -Linienflusses liegt unter anderem an den Unsicherheiten im Pointing ($\sim 3''$ rms, IRAM 30m Manual (1995)). Jedoch zeigen auch die mit einem Beam von 21'' gefalteten PdBI-Daten, daß das Maximum bei dieser Auflösung bereits 2'' westlich der erwarteten zentralen Position liegt. Eine ungenügende Korrektur der Basislinie kann ebenfalls dazu beigetragen, daß die Messung 5'' westlich einen zu hohen Fluß aufweist. Ein relativer Versatz von einigen Bogensekunden (laut IRAM 30m Manual (1995) etwa 2'') zwischen den Beams des 1 mm- und 3 mm-Empfängers erklärt die unterschiedliche Position des Maximums zwischen den beiden Karten.

4.2.3 Die PdBI-Daten

Die CO-Linienemission ist in den inneren 6'' (500 pc) konzentriert und weist hauptsächlich eine ringförmige Verteilung auf. Diese Verteilung ist im Osten zwar stärker als im Westen, liegt jedoch deutlich als geschlossener Ring vor und wird auch im Folgenden als *Ring* bezeichnet. Daneben findet man kompakte ^{12}CO -Linienemission an der Position des Zentrums (*nukleare Region*) und Anzeichen für einen Balken mit einem deprojizierten Radius von etwa 10'' (*molekularer Balken*). Weiter außen gibt es zwei oder evtl. drei weitere schwächere Emissionsgebiete (*NW-Region*, *SE-Region* und *S-Region*). Im Folgenden werde ich diese Komponenten einzeln diskutieren (s. auch Tab. 5.1) und mich dabei auf die

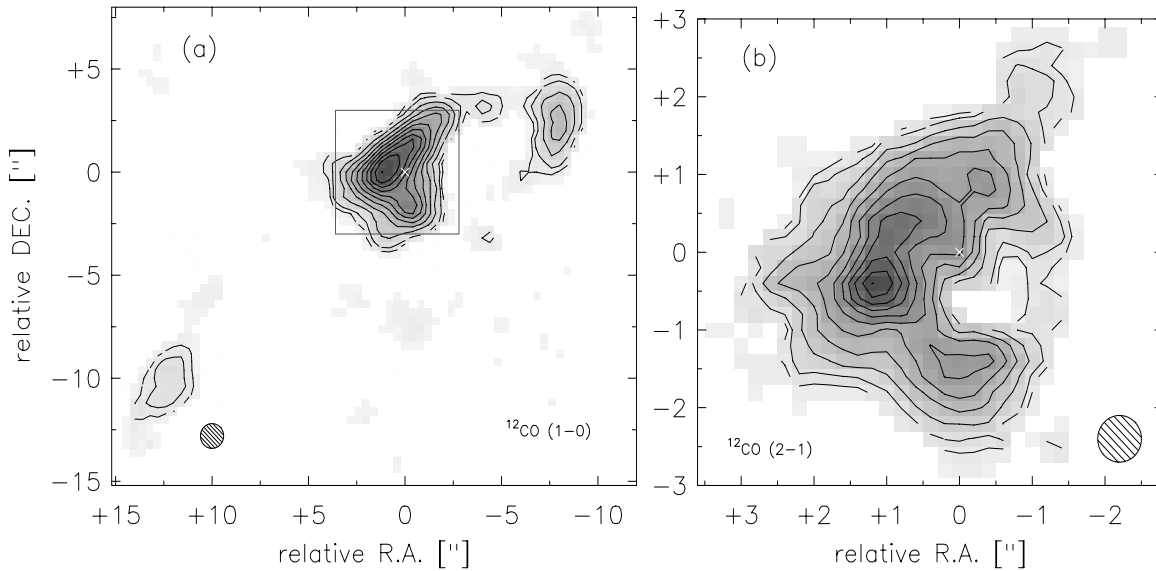


Abbildung 4.2: Die PdBI-Karten von NGC 3227. Die Intensitätskarte von ^{12}CO (1-0) (links) mit einer Auflösung von $1.2''$ und mit Konturlinien von 5, 10, 20, ... 100 % des Maximum von $8.78 \text{ Jy/beam km/s}$. Der eingezeichnete Ausschnitt entspricht der ^{12}CO (2-1)-Karte (rechts). Die Konturlinien der ^{12}CO (2-1)-Karte mit einer Auflösung von $0.6''$ sind 5, 10, 20, ... 100% des Maximums von $9.18 \text{ Jy/beam km/s}$. Die ^{12}CO (1-0)-Karte enthält nur noch etwa 20 % der Intensität der MRT-Karte, die ^{12}CO (2-1)-Karte nur etwa 10% der MRT-Karte (s. Tab. 4.3). (Aufgrund des deutlich niedrigeren S/N der MRT-Karten wird daher eine Erstellung einer Hybrid-Karte aus PdBI- und MRT-Karte als nicht sinnvoll angesehen.)

Karten der Intensitätsverteilung sowie die Kanalkarten beziehen (Abb. 4.2 und s. Anhang E.1). Mit Hilfe einer Deprojektion (Abb. 4.3), die für Positionswinkel PA und Inklination i korrigiert, erkennt man, daß der molekulare Balken einen Positionswinkel von etwa 86° zur großen kinematischen Achse besitzt. (Bei der Deprojektion wird die große kinematische Achse parallel zur x-Achse ausgerichtet und anschließend die kleine kinematische Achse, die nun parallel zur y-Achse verläuft mit $y = y'/\cos(i)$ für die y-Koordinate korrigiert.)

Die ^{12}CO -Linienbreiten: Man findet in den Kanalkarten Emission bei Geschwindigkeiten von -260 km/s bis 220 km/s (relativ zu der angenommenen systematischen Geschwindigkeit $v_{sys}=1154 \text{ km/s}$) für die $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linie und von -240 km/s bis 180 km/s für die $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linie bei einer räumlichen und spektralen Auflösung von $1.2''$ bzw. $0.6''$ und $\Delta v=20 \text{ km/s}$. Allerdings besitzen die $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten ein geringes S/N. Da die Daten es erlauben, die $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linienemission bei einer räumlichen Auflösung von $0.6''$ (50 pc) zu untersuchen, wurde der Geschwindigkeitsbereich von -182 km/s bis 182 km/s mit einer spektralen Auflösung von 7 km/s dargestellt, um besser einzelne Komponenten in der spektralen Richtung zu unterscheiden. Dabei erschien es nicht sinnvoll, die gesamte Linienbreite zu betrachten, da die extremen Randbereiche des Geschwindigkeitsintervalls nicht in allen Konfigurationen beobachtet wurden und daher das S/N dort deutlich ge-

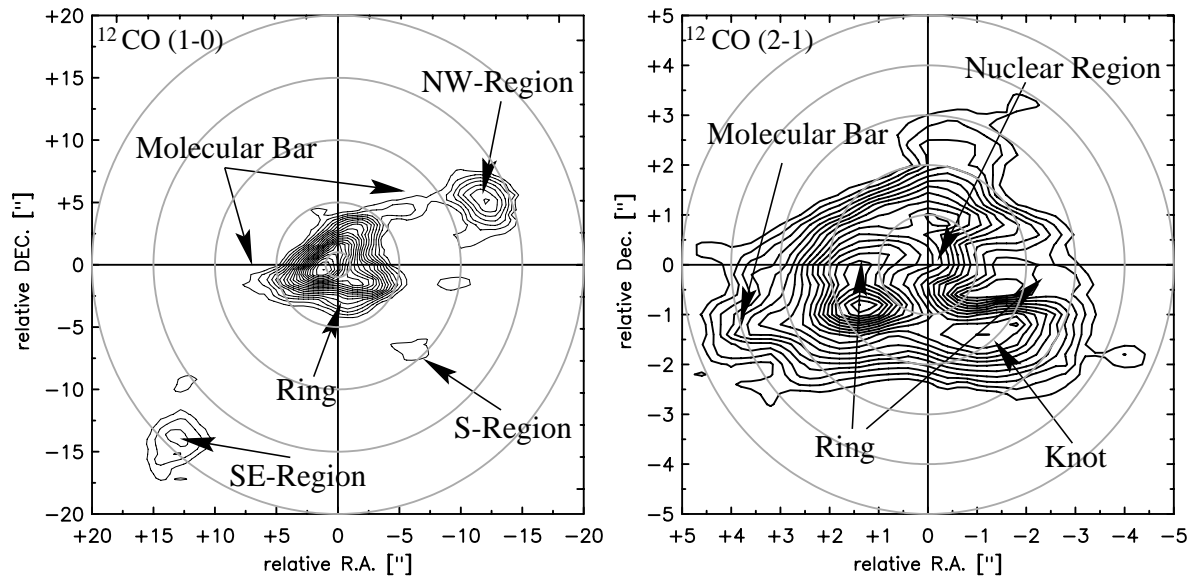


Abbildung 4.3: Die deprojizierten Karten der ^{12}CO -Linienemission des PdBI. Die Karten wurden entsprechend einer Inklination von $i=56^\circ$ und einem Positionswinkel von $PA=158^\circ$ deprojiziert. Um den Vergleich zu den echten Daten zu erleichtern, wurde die blaue Seite der großen kinematischen Achse nach Norden ausgerichtet. Die Konturlinien sind jeweils 5, 10, 15, 20, ... 100%. Die im Text verwendeten Regionen sind eingezeichnet.

ringer ist. Außerdem erscheinen die Daten mit der geringeren spektralen Auflösung von 20 km/s in den äußeren Bereichen nicht sehr strukturiert.

Die nukleare Region: In der integrierten Linienflußkarte (Abb. 4.2) befindet sich der Kern ($0.28 \pm 0.02''$ westlich und $(0.84 \pm 0.03)''$ nördlich des angenommenen Zentrums, gemessen durch eine Gaußanpassung mit der Routine 'QFIT' (aus dem Programmpaket GIPSY) an die nukleare Komponente in der Kanalkarte bei -63 km/s. Er ist mit einer Größe von $\leq 0.6''$ (50 pc) sehr kompakt. Man kann ihn von etwa -140 km/s bis 35 km/s in den Kanalkarten gut nachweisen. Diese asymmetrische Verteilung um 0 km/s deutet darauf hin, daß die systematische Geschwindigkeit um etwa -50 km/s (s. auch 4.4.3) gegenüber dem angenommen Wert von 1154 km/s versetzt ist. Der Versatz der nuklearen Region in Position und Geschwindigkeit wird durch die pv-Diagramme (s. 4.4) bestätigt.

Der Ring: Der Ring besitzt einen Radius von etwa $1.5''$ (125 pc). Er ist jedoch nicht gleichförmig, sondern im Osten etwa sechsmal so stark wie im Westen. In den Kanalkarten sieht man den Ring als zwei Maxima von NW nach SE wandern. Die FWHM des Rings beträgt etwa $1''$ nach Gauß'scher Entfaltung (s. Gleichung 3.1) mit dem Beam. In der mit Inklination i und Positionswinkel PA deprojizierten Karte erkennt man, daß der Fluß nicht völlig ringförmig verteilt ist.

Der molekulare Balken: Neben dem großen Balken mit einem Radius von $80''$ - $100''$ (6.7 kpc - 8.4 kpc), den man in stellarer Emission und auch leicht in den MRT-Karten in Linienemission (s. 4.2.2) erkennt, findet man in den PdBI-Karten Anzeichen für einen molekularen Balken, der sich etwa in EW-Richtung ausdehnt. Der Balken ist in den Kanalkarten östlich und westlich der Zentralposition deutlich als zusätzliche Komponente zur Scheiben- bzw. Ringemission zu erkennen und weist einen äußeren Radius am Himmel von etwa $7''$ (590 pc) auf. Dabei haben die beiden Seiten zueinander einen Versatz in NS von etwa $3''$. Man erkennt in den deprojizierten Karten (Abb. 4.3), daß der molekulare Balken in westlicher Richtung die nukleare Region mit der NW-Region verbindet und eine (deprojizierte) Länge von etwa $10''$ hat. In östlicher Richtung hingegen ist er nur etwa $7.5''$ lang. Er besitzt einen Positionswinkel von etwa 86° zur großen kinematischen Achse. Inwieweit diese balken-artige Verteilung tatsächlich mit der Dynamik eines Balkenpotentials zusammenhängt wird in 5.6 genauer diskutiert. Die Schwierigkeit liegt hierbei in den großen Unsicherheiten, die die Rotationskurve in diesem Abstand aufweist (s. 5.3).

NW-Region, SE-Region und S-Region: Alle drei Komponenten haben in etwa eine Ausdehnung von $1.5''$ ($120 \text{ pc} \times 300 \text{ pc}$). Die NW-Region befindet sich etwa an der Spitze der westlichen molekularen Balkenhälfte und ist in beiden Linien nachgewiesen, wobei ihr Maximalwert in der Karte der ^{12}CO (1-0)-Linie etwa 35% des Maximalwerts im Ring, in der Karte der ^{12}CO (2-1)-Linie nur etwa 10% des Maximums beträgt. Die SE-Region ist allerdings nur in der ^{12}CO (1-0)-Linienemission mit einem Maximalwert dieses Gebiets von $\sim 17\%$ des Maximalwerts des Rings kartiert. Unter der Annahme, daß das Verhältnis der beiden ^{12}CO -Linien zueinander hier gleich dem der NW-Region ist, würde man bei gleicher räumlicher Ausdehnung für die ^{12}CO (2-1)-Linie nur noch ein Maximalwert von etwa 5% erwarten, was nahe der Detektionsgrenze liegt. In der ^{12}CO (2-1)-Linie sieht man dagegen die S-Region besser als in der ^{12}CO (1-0)-Linienemission. Der Maximalwert beträgt dabei etwa 15% bzw. 8% des Maximalwerts im Ring. Dies weist auf optisch dünne Linienemission aus dieser Region hin. Man kann ausschließen, daß die S-Region durch eine unvollständige Korrektur des Einflusses der 'side lobes' des Dirty Beams hervorgerufen wird, da die 'side lobes' zum einen nur etwa 10% des Maximums betragen, und zum anderen die relative Position dieser Komponente zum Emissionsmaximum in den Karten sich nicht ändert.

In der deprojizierten Karte der ^{12}CO (1-0)-Linienemission liegt die NW-Region in einem deprojizierten Abstand von etwa $13''$ vom Zentrum entfernt, während die S-Region nur noch etwa $10''$ entfernt liegt. Die SE-Region ist jedoch etwa $20''$ entfernt (Abb. 4.3). Inwieweit diese einzelnen Region mit der Dynamik verknüpft sind, wird ausführlicher in 5.6 behandelt.

4.3 Die ^{13}CO und HCN (1-0) mm-Linien

4.3.1 Die ^{13}CO -Linien

Für die ^{13}CO Linien (siehe Abb. 4.4) liegen noch Messungen von anderen Radioteleskopen vor (Papadopoulos & Seaquist 1998), so daß man die in 4.2 durchgeführte Analyse auch hier anwenden kann. Dabei findet man für die ^{13}CO (1-0) eine Quellgröße von $(20 \pm 5)''$.

Für die ^{13}CO (2-1) erhält man eine Größe von nur $10''$, was allerdings nicht sehr aussagekräftig erscheint, da sowohl die in dieser Arbeit vorgestellte Detektion als auch die von Papadopoulos & Seaquist (1998) ein niedriges S/N besitzt. Somit steht der aus der ^{13}CO (1-0)-Linie ermittelte Wert in Übereinstimmung mit einem Durchmesser von $25''$ - $30''$ für die Quellgröße aus den ^{12}CO Linien.

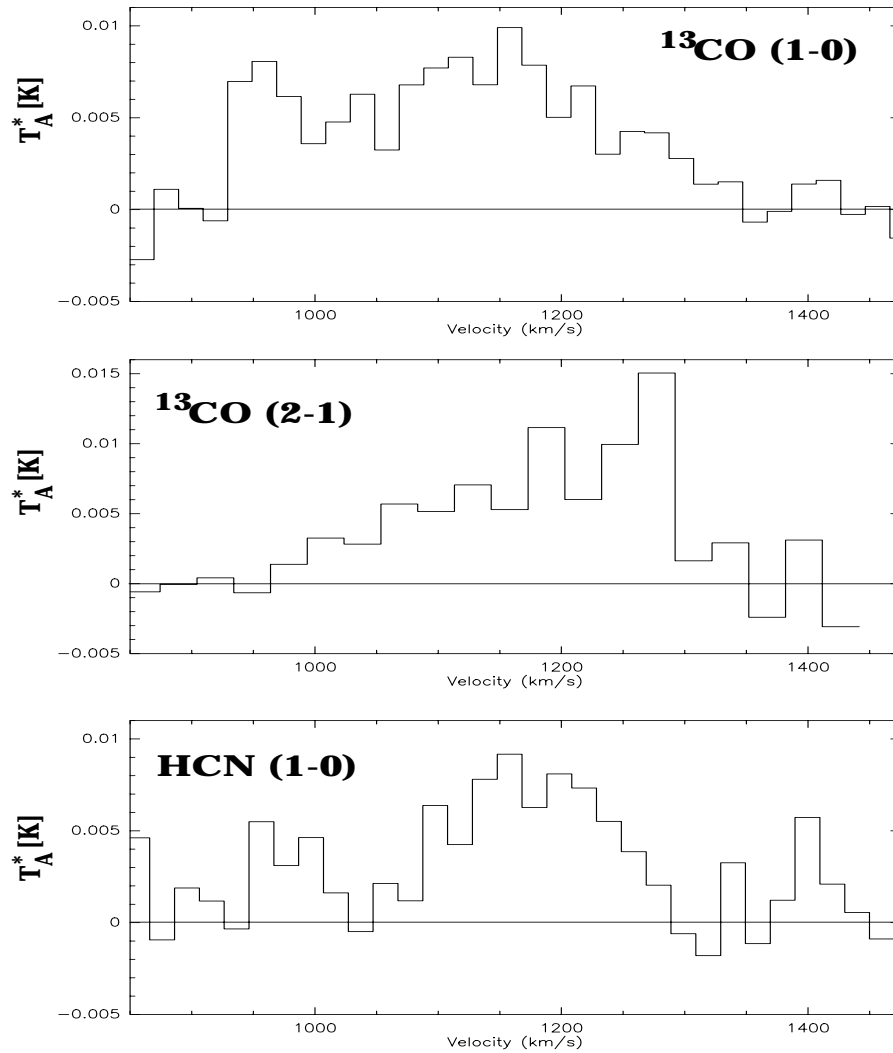


Abbildung 4.4: Die MRT-Spektren von ^{13}CO und $\text{HCN}(1-0)$ von NGC 3227

4.3.2 Die HCN (1-0)-Linie

Der Vergleich der MRT-Messung von HCN (1-0) (siehe Abb. 4.4) mit dem Fluß aus der PdBI-Karte zeigt, daß beide Flüsse im Rahmen der Fehler übereinstimmen. Eine Gauß-Anpassung in der integrierten Summenkarte (Abb. 4.5) liefert eine Quellausdehnung von $(2.67 \pm 0.24)''$. Dies entspricht in etwa der FWHM des CLEAN Beam von $2.4''$. Eine quadratische Entfaltung liefert eine Quellgröße in dieser Linienemission von etwa $1.2''$ und ist damit deutlich kleiner als der in den ^{12}CO -Linienemissionen gefundene nukleare Ring. Das heißt, daß keine nennenswerten starken ausgedehnten Komponenten vorhanden sind.

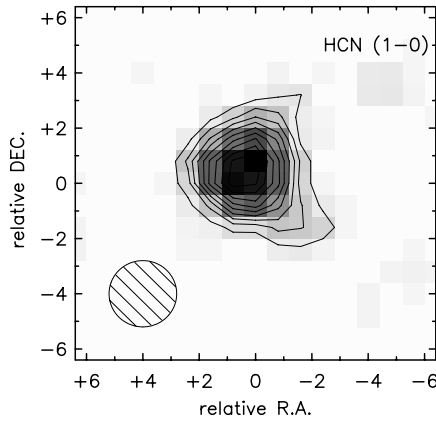


Abbildung 4.5: Die Karte der HCN (1-0)-Linienemission in NGC 3227 mit einer Auflösung von $2.4''$. Die Konturlinien sind in 30, 40, ... 100% des Maximums von $1.93 \text{ Jy/beam km/s}$.

Tab. 4.3 zeigt, daß die mit dem Interferometer kartierte kompakte zentrale Quellstruktur den gesamten Fluß enthält.

Man findet HCN-Linienemission in den Kanalkarten von etwa -220 km/s bis 160 km/s . Die HCN-Linienemission ist im Intervall von -60 km/s bis -20 km/s fast doppelt so stark wie in den übrigen Kanalkarten. Das Maximum der nuklearen Quelle bewegt sich nicht wie die Maxima in den ^{12}CO -Kanalkarten. Dies alles deutet darauf hin, daß die HCN-Linienemission im wesentlichen von molekularen Gas stammt, das eine andere räumliche Verteilung als die des meisten ^{12}CO -Gases besitzt.

4.4 Die Kinematik aus den mm-Daten

Aufgrund der hohen spektralen und Winkelauflösung eignen sich die mm-Daten besonders gut, um das nukleare Geschwindigkeitsfeld zu untersuchen. Hierzu habe ich Karten des Geschwindigkeitsfelds, Positions-Geschwindigkeit-Diagramme (pv-Diagramme) und Dispersionskarten herangezogen.

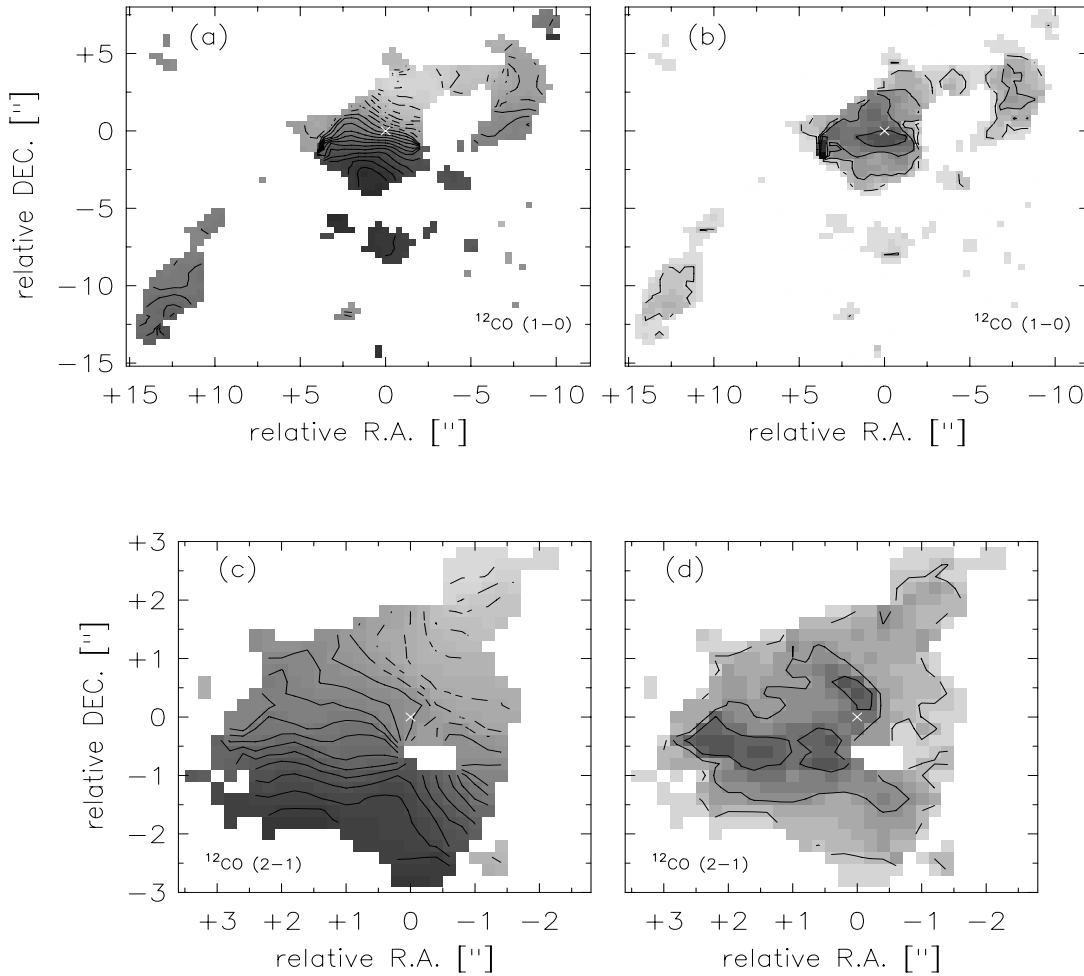


Abbildung 4.6: Geschwindigkeitsfeld und Dispersion in NGC 3227 der ^{12}CO (1-0)-Linienemission ((a) und (b)) und der ^{12}CO (2-1)-Linienemission ((c) und (d)). Die Konturlinien sind bei den Geschwindigkeiten -220, -200, ..., 160 km/s, wobei die erste durchgezogene Linie bei der systematischen Geschwindigkeit von ≈ -60 km/s liegt. Die Konturlinien für die Dispersionskarten sind jeweils bei 15, 30, 45 und 60 km/s.

4.4.1 Geschwindigkeitsfeld und -dispersion

Das Geschwindigkeitsfeld von NGC 3227 ist dominiert von dem sog. Schmetterlingsmuster, wie man es für rotierende, inklinierte Scheiben erwartet. Dieses Muster entsteht u.a. bei einer Rotationskurve, die zu einem Maximum ansteigt und danach auf diesem oder einem etwas niedrigeren Niveau konstant verläuft. Der Positionswinkel der großen kinematischen Achse beträgt etwa 158° . Man kann in dem Geschwindigkeitsfeld der $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linie (Abb. 4.6) erkennen, daß sich das Maximum der Rotationskurve in einem Abstand von etwa $3.5''$ befindet. In dem Feld der $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linie (Abb. 4.6) sieht man deutlich,

daß das Geschwindigkeitsfeld in der nuklearen Region einen anderen Positionswinkel und eine andere Richtung als das in der Galaxienscheibe hat (s. unten).

Die Geschwindigkeitsdispersion über den Ring und in den äußeren Regionen hat einen Wert von etwa 30 km/s und ist relativ glatt. Nur entlang der östlichen Balkenhälfte ist die Dispersion um etwa 20 km/s höher. Dies sieht man besonders gut in den räumlich hochaufgelösten $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten (Abb. 4.6), da in den $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Daten aufgrund der begrenzten Winkelauflösung ('beam smearing') die Dispersion auch im Ring höher erscheint. Zusätzlich ist die Dispersion nördlich des Kerns um etwa 20 km/s höher.

4.4.2 Die pv-Diagramme

Es wurden Positions-Geschwindigkeits-Diagramme (pv-Diagramme) entlang der großen und kleinen kinematischen Achse der Galaxienscheibe sowie der nuklearen Region genommen. Dazu wurde ein Spalt durch den Datenkubus gelegt. Als räumlicher Ursprung wurde dabei das in 4.2.3 erwähnte Zentrum gewählt, das ich mit der Position des aktiven Kerns von NGC 3227 identifiziert habe. Die Breite des Spalts beträgt ein Auflösungselement, was zwischen 0.1" und 0.8" je nach Datensatz schwankt. Die große kinematische Achse der Galaxie hat einen Positionswinkel PA von etwa 158° (s. Mundell et al. 1995a, 1995b). Dementsprechend beträgt der PA der kleinen Achse 68° . Im Folgenden werde ich die pv-Diagramme entlang der Positionswinkel der Galaxienscheibe beschreiben, die nukleare Region wird in 4.4.3 gesondert behandelt.

Die pv-Diagramme (Abb. 4.7) entlang der großen kinematischen Halbachse der ^{12}CO -Linien zeigen, daß der überwiegende Teil der mit dem Interferometer nachgewiesenen ^{12}CO -Emission aus dem zentralen Bereich von NGC 3227 mit ansteigender Rotationskurve stammt. Die pv-Diagramme zeigen auch, daß obwohl der überwiegende Teil der ^{12}CO -Linienemission aus einer ringförmigen Struktur stammt, Linienemission bei allen Radien auftritt und zur Ableitung einer Rotationskurve benutzt werden kann (s. 5.3 und 5.4). In dem pv-Diagramm mit 5" Auflösung findet man an den untersten Konturlinien Scheibenemission bei etwa ± 160 km/s mit einer Ausdehnung bis zu etwa 9".

Der Ring zeigt in den pv-Diagrammen das typische Profil für einen Ring oder eine Ring/Scheiben-Kombination von zwei Maxima in gleichem räumlichen und spektralem Abstand, die bei etwa ± 140 km/s und einem Abstand vom dynamischen Zentrum von etwa 1" liegen. Man findet für die Ringbreite eine FWHM (durch quadratische Entfaltung, s. Gleichung 3.1) von etwa 1.1". Die nukleare Region zeigt nur in den pv-Diagrammen der $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linie mit höchster Winkelauflösung, daß die Geschwindigkeit des Gases ihr Vorzeichen innerhalb eines Radius von 0.3" ändert (s. 4.4.3).

Die Linienemission in den pv-Diagramme entlang der kleinen kinematischen Halbachse ist aufgrund der Asymmetrie in der Flußverteilung hauptsächlich auf einer Seite. Man erhält nach quadratischer Entfaltung (s. Gleichung 3.1) eine FWHM von etwa 1.2" für die Ringbreite aus den hochaufgelösten pv-Diagrammen der $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten. Daneben kann man in diesen Diagrammen auch wieder die Komponente der nuklearen Region erkennen.

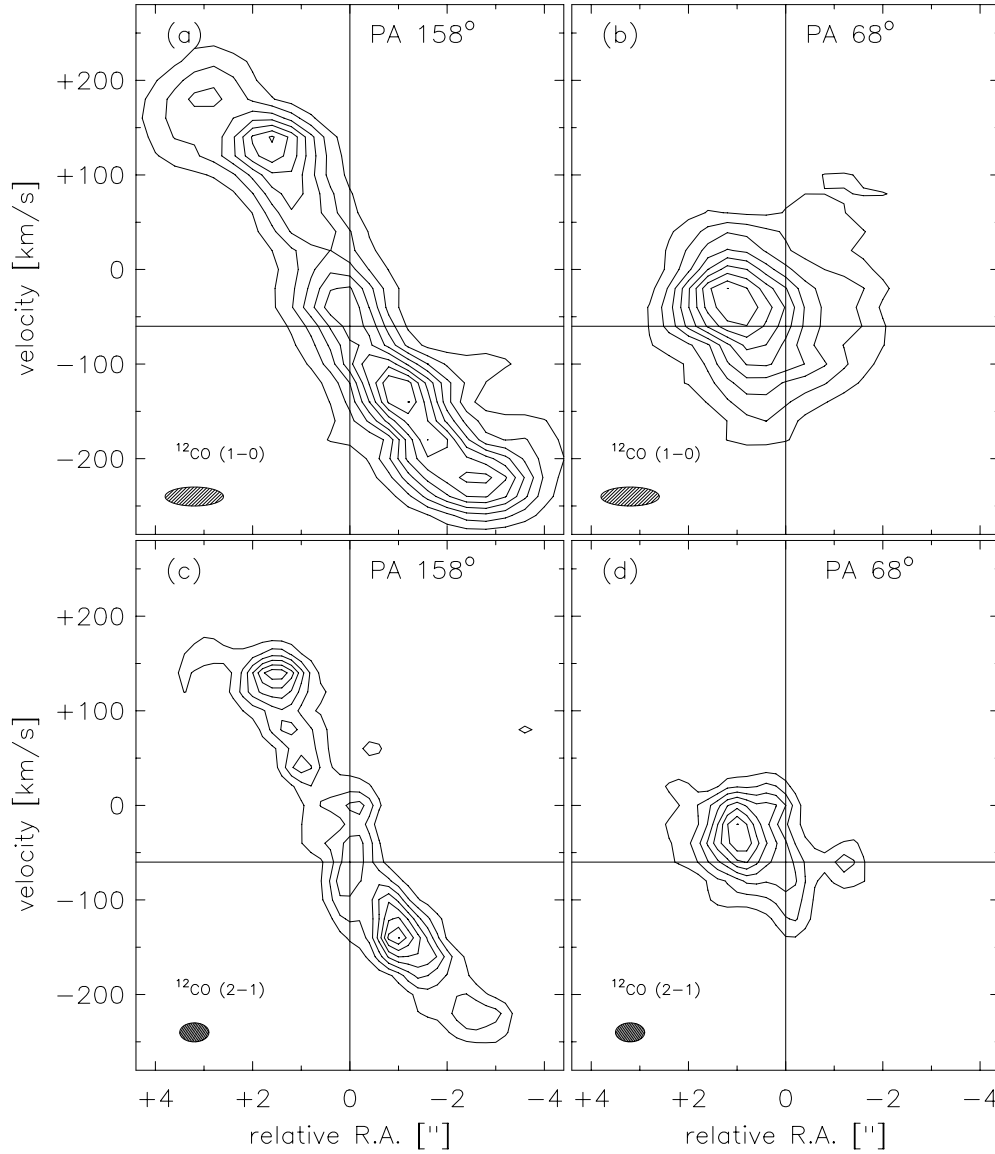


Abbildung 4.7: pv-Diagramme in NGC 3227 entlang der großen und kleinen kinematischen Achse der ^{12}CO (1-0)-Emission ((a),(b)) und der ^{12}CO (2-1)-Emission ((c),(d)). Die Konturen sind 20, 30, ... 100% des Maximums der ^{12}CO (1-0)-Emission und 30, 40, 100% des Maximums der ^{12}CO (2-1)-Emission.

4.4.3 Die Kinematik der nuklearen Region

Neben der Scheibe und dem Ring erkennt man in den $^{12}\text{CO}(2-1)$ pv-Diagrammen, daß die nukleare Region ungewöhnliche Geschwindigkeiten zeigt. Um dies genauer zu untersuchen, wurden in den $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten mit einer spektralen Auflösung von 7 km/s der Kontrast des Bildteils mit hohen Raumfrequenzen gegenüber dem mit niedrigen mit Hilfe des im Anhang beschriebenen Algorithmuses (3DLucy) verstärkt. Diese so behandelten Daten haben eine räumliche Auflösung von $0.3''$ (25 pc). Man kann die pv-Diagramme entlang der verschiedenen Positionswinkel in Abb. 4.8 sehen.

Unter allen Positionswinkeln ist der Verlauf in den pv-Diagramme bis zu einem Abstand von etwa $0.4''$ nicht einfach linear. Sondern in den meisten Diagrammen findet man im Zentrum eine S-förmige Struktur, die auf einen mindestens zweifachen scheinbaren Wechsel der Rotationsrichtung hindeutet. Inwieweit dies durch Gasströmungen in einem Balkenpotential oder durch eine Wölbung der Gasscheibe, die durch ein System von gegeneinander geneigten Ringen beschrieben werden kann, hervorgerufen wird, untersuche ich in 5.10.

Bestimmung der systematischen Geschwindigkeit: Man erkennt deutlich, daß die Steigung bei dem Positionswinkel PA_{nuc} von 40° am größten ist, während sie für die Achse senkrecht dazu sehr klein ist. Aus diesen pv-Diagrammen wurde auch die systematische Geschwindigkeit v_{sys} von NGC 3227 bestimmt, indem zum einem die Maxima und Minima sowie der Nullpunkt in der Geschwindigkeit der nuklearen Region bestimmt wurden (s. Tab. 4.5). Man erhält einen Mittelwert für $v_{sys} = (-57 \pm 5.0)$ km/s.

Tabelle 4.5: Systemgeschwindigkeit v_{sys} in NGC 3227

	PA				
	158°	68°	31°	121°	\bar{v}
v_{max} [km/s]	10.0	21.0	17.4	6.0	13.6 ± 7.0
v_0 [km/s]	-63.5	-51.0	-58.0	-62.0	-58.8 ± 6.0
v_{min} [km/s]	-131.0	-120.6	-125.5	-119.0	-124.0 ± 5.5
$v_{1/2}$ [km/s]	-60.5	-49.8	-54.0	-56.5	-55.2 ± 4.0

Aus Fig. 4.8 (auf $0.3''$ rekonvolvierte entfaltete pv-Diagramme mit einer spektralen Auflösung von 7 km/s) wurden folgende Schnittpunkte der S-Struktur mit einer Geraden an der Position 0 abgelesen: v_{max} höchster Schnittpunkt, v_0 mittlere Schnittpunkt (in etwa gleich v_{sys}) und v_{min} niedrigster Schnittpunkt bzgl. der Geschwindigkeit. Zusätzlich wurde noch die Mitte aus v_{max} und v_{min} bestimmt ($v_{1/2}$). In der letzten Spalte sind die Mittelwerte und ihre Standardabweichungen gegeben. Man erhält aus allen acht Werten für die systematische Geschwindigkeit $v_{sys} = (-57.0 \pm 5.0)$ km/s.

Überprüfung der nuklearen Kinematik: Um auszuschließen, daß die schnelle Änderung der Kinematik (S-Form) in den Daten ein Artefakt ist, habe ich die $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten mit der hohen spektralen Auflösung genau analysiert. Weiteren Aufschluß liefert auch der Vergleich zu den HCN-Daten im Anschluß. Die nukleare Emission ist in den einzelnen Kankarten (Abb. E.3) auf einem Niveau von (20 - 30) mJy und höher gut zu erkennen und liegt damit über dem 3σ -Niveau von 20 mJy.

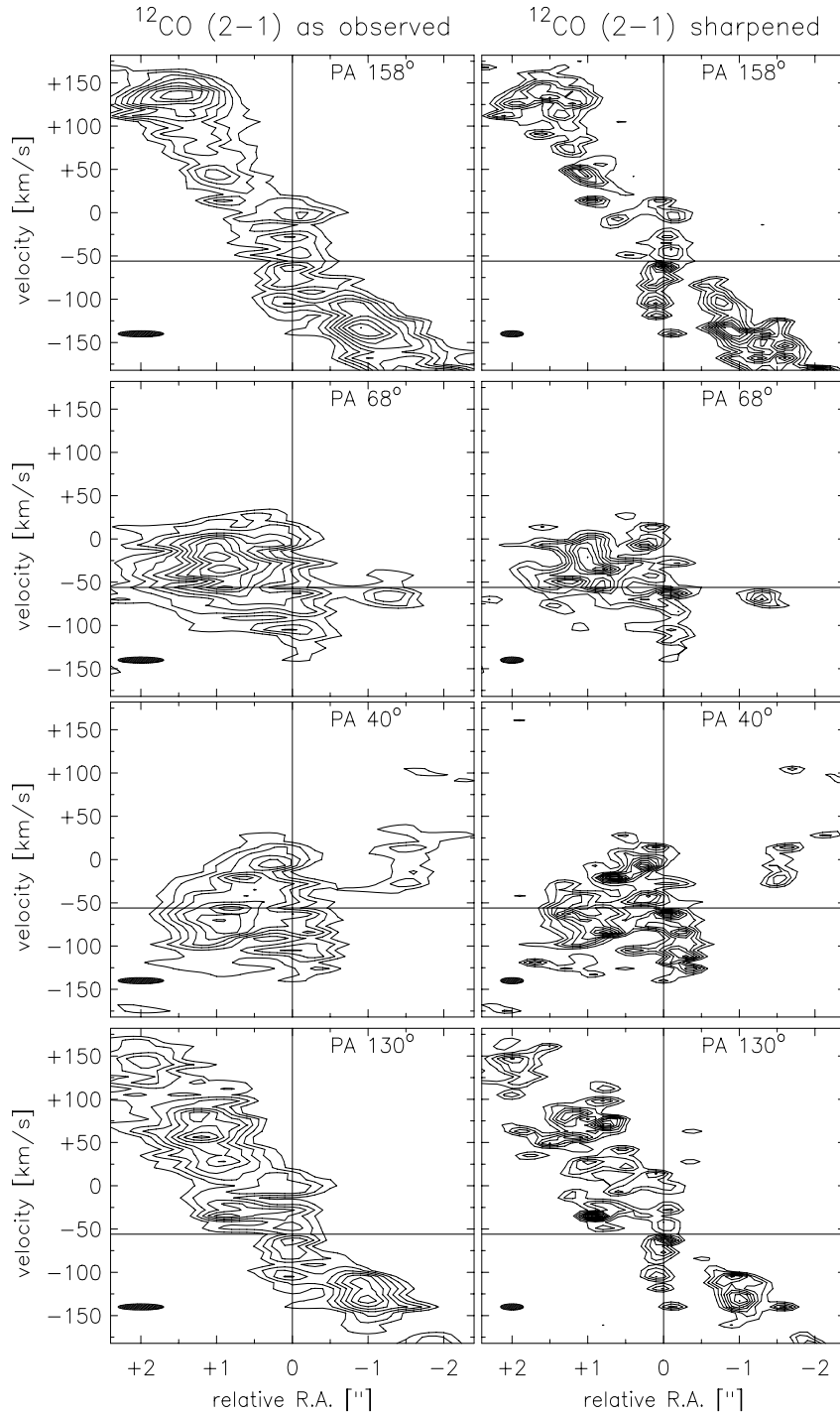


Abbildung 4.8: pv-Diagramme der nuklearen Region in NGC 3227 entlang verschiedener Positionswinkel der ^{12}CO (2-1)-Emission. In allen pv-Diagramme ist die schnelle Änderung der Geschwindigkeit in der inneren 1" gut zu erkennen. Um den Kontrast zu erhöhen wurden die hohen Raumfrequenzen verstärkt. Zum Vergleich sind die beobachteten Daten der ^{12}CO (2-1)-Emission (0.6" und 7 km/s) (links) und die Kontrast-verstärkten Daten (rechts) dargestellt. Die Konturen sind jeweils 20, 30, ... 100% des Maximums.

Eine Gaußanpassung mit der Routine 'QFIT' in GIPSY an die Kanalkarten bei -140 km/s, -133 km/s, -126 km/s, 0 km/s und 14 km/s, wo die nukleare Emission gut von der restlichen Emission separierbar ist, zeigt einen Sprung in der Position der Emission um etwa $0.3''$ zwischen den Karten bei -140 km/s und -126 km/s. Der Sprung in den Karten zwischen 0 km/s und 14 km/s beträgt immerhin noch etwa $0.15''$. Die Kanalkarten zwischen -126 km/s und 0 km/s zeigen dagegen eine kontinuierliche Änderung in der Position von SW in Richtung NE mit einem PA von etwa 40° , während die Scheibe einem PA von etwa 158° aufweist.

Ableitung der eingeschlossenen Masse: Das Verhalten der nuklearen Region läßt sich besser in pv-Diagrammen entlang verschiedener Positionswinkel im Abstand von 20° untersuchen, da hier die nukleare Emission leichter von der restlichen getrennt werden kann. In jedem pv-Diagramm findet man eine nukleare Emission bei etwa -137 km/s und 13 km/s (v_{sys} liegt bei -57 km/s!) mit sich ändernden Abstand vom angenommenen Nullpunkt. Trägt man diese Abstände in RA und DEC auf, kann man aus dem größten Abstand die Lage der großen kinematischen Achse dieser Komponente ablesen. Man erhält einen $PA \sim 110^\circ$. Der Radiojet hat einen $PA \sim -10^\circ$ (Mundell et al. 1995b), der Kegel der [OIII]-Emission von etwa $\sim 15^\circ$ (s. 3.2.4, Schmitt & Kinney 1996) und die $H\alpha$ -Emission einen PA von $\sim 50^\circ$ (Arribas & Mediavilla 1994). Damit stimmt dieser Winkel mit keinem Positionswinkel der anderen Komponenten überein. D.h., daß die nukleare Emission wahrscheinlich weder mit dem Jet noch dem Ausfluß zusammenhängt. Dies bedeutet, daß diese Emission tatsächlich eine Bewegung im Potential der eingeschlossenen Masse probt. Der maximale Abstand bei 110° beträgt in etwa $0.28''$, was einem radialen Abstand von etwa 11.6 pc entspricht. Unter der Annahme von Keplerrotation und ohne Korrektur für eine Inklination liefert der Radius von 11.6 pc und $\Delta v = 75$ km/s eine untere Grenze für die eingeschlossene Masse von $1.5 \times 10^7 M_\odot$.

4.4.4 Die HCN-Daten

Die HCN(1-0)-Linienemission ist bei einer Geschwindigkeit, die um etwa 40 km/s geringer als die angenommene systematische Geschwindigkeit von 1154 km/s ist, doppelt so stark. Dies spricht dafür, daß man hier einen deutlichen Beitrag des Kerns sieht. Das Maximum in der Karte bei -40 km/s liegt im Rahmen der Fehler in etwa an der gleichen Position wie das dynamische Zentrum in den ^{12}CO -Daten. Im Spektrum des Zentrums erkennt man deutlich diese Gegend. Daneben hat die Linie einen breiten Fuß von etwa -160 km/s bis 180 km/s. Diesen Fuß, der Anzeichen von mehreren spektralen Komponenten zeigt, findet man bei einer größeren räumlichen Ausdehnung, während die starke schmale Linie unaufgelöst ist. Dies ist in Übereinstimmung mit der Bestimmung des dynamischen Zentrums in der ^{12}CO -Linienemission. Daraus folgt, daß die systematische Geschwindigkeit von NGC 3227 bei $v_{sys} = (1110 \pm 10)$ km/s liegt.

Das pv-Diagramm der HCN (1-0)-Linienemission (Abb. 4.9) entlang der großen kinematischen Achse ähnelt sehr dem inneren Ausschnitt des ^{12}CO (2-1)-pv-Diagramms mit höchster spektraler und räumlicher Auflösung. Dies bedeutet, daß die Emission der HCN (1-0)-Linie im wesentlichen aus der nuklearen Region mit einem Radius von etwa $0.3''$

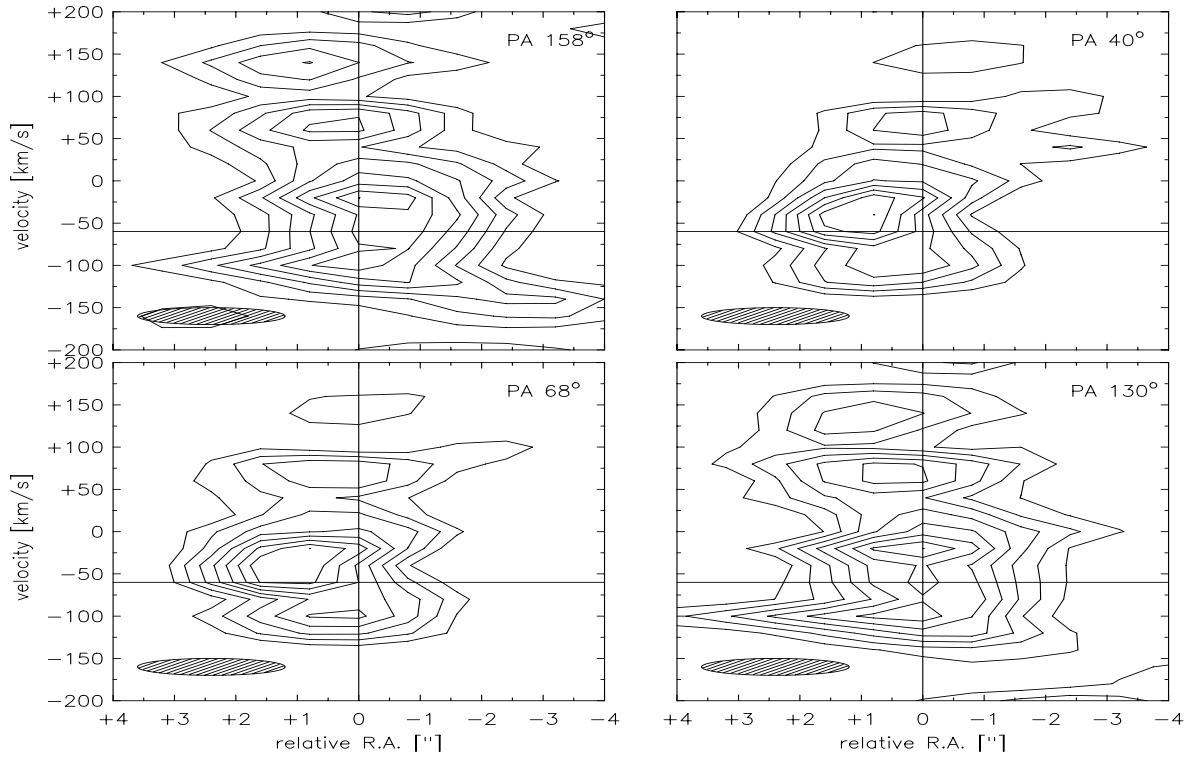


Abbildung 4.9: pv-Diagramme der HCN(1-0)-Linie in NGC 3227 entlang verschiedener Positionswinkel. Die Konturen sind von 30% bis 100% des Maximums in Schritten von 10%.

stammt und nicht ausgedehnt ist, da dieses pv-Diagramm sonst mehr dem der $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linienemission gleichen würde. Dafür spricht auch, daß man das Doppelmaximum des Rings nicht erkennen kann. Dies liegt zum Teil an dem im Vergleich zu den ^{12}CO -Daten niedrigeren S/N, ist aber auch durch die Verteilung und Kinematik des Gases begründet. Dabei ist die Übereinstimmung zwischen dem pv-Diagrammen entlang der kleinen kinematischen Achse der HCN-Linienemission (Abb. 4.9) und dem der $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Emission im Gegensatz zu denen entlang der großen Halbachse groß. Man sieht deutlich Emission an der Position des Rings, die aber auch durch den molekularen Balken hervorgerufen sein kann, der aufgrund der niedrigen Winkelauflösung der HCN(1-0)-Daten das pv-Diagramm unter diesem Positionswinkel beeinflusst. Um dies eindeutig zu klären, bedarf es allerdings HCN(1-0)-Daten mit einer deutlich höheren Winkelauflösung.

Kapitel 5

Kinematik des molekularen Gases in NGC 3227

In diesem Kapitel wird die Kinematik des molekularen Gases in NGC 3227 untersucht. Dies erfolgt unter Verwendung von Ergebnissen aus der Literatur und mit Hilfe von Modellrechnungen. Dazu wird zuerst die Wechselwirkung mit NGC 3226 diskutiert. Daran anschließend wird die Ermittlung der Rotationskurve aus den ^{12}CO -Daten (s. 5.2 und 5.3) und weiteren in der Literatur vorhandenen Daten (s. 5.3) beschrieben und diskutiert. Mit dem Modell 3DMod werden die zirkularen und nicht-zirkularen Bestandteile der ^{12}CO -Emission getrennt. Da die Kenntnis der 3-dimensionalen Geometrie von NGC 3227 für die Modellierung wichtig ist, wird sowohl der Rotationssinn als auch die Existenz eines Balkens sowie dessen mögliche Resonanzen kurz diskutiert. In der Massenbilanz werden die molekulare Gasmasse, die dynamische Masse sowie die stellare Masse miteinander verglichen. Da die Kenntnis der Dicke der molekularen Gasscheibe für die Modellierung wichtig ist, erfolgt deren Bestimmung. Die Modellierung der ^{12}CO (2-1)-Daten wird mit Hilfe des geeigneten Ringe-Modells 3DRings vorgenommen.

Die Ergebnisse lassen sich folgendermaßen zusammenfassen: Da NGC 3227 Mitglied der Galaxiengruppe LGG 194 ist und mit der Begleitgalaxie NGC 3226 wechselwirkt, spiegelt die beobachtete Rotverschiebung nicht die tatsächliche Entfernung von 17.3 Mpc wieder (s. Anhang F.1). NGC 3227 rotiert im Uhrzeigersinn (s. 5.6), d.h., die westliche Seite ist dem Betrachter näher als die östliche. Die Bestimmung der Rotationskurve ergibt, daß nur für Radien $5'' \leq r \leq 22''$ die Kurve nicht ausreichend bestimmt werden kann. 3DMod erlaubt, die Bewegung des molekularen Gases in seine zirkularen und nicht-zirkularen Bestandteile (s. 5.5) zu zerlegen. Man erkennt deutlich, daß der Ring sowie wahrscheinlich Teile der äußeren Regionen sich zirkular bewegen, während die übrigen Komponenten nicht-zirkuläre Bewegungen haben. Besonders deutlich sieht man den Zustrom des Gasmaterials entlang beider Seiten des molekularen Balkens auf das Zentrum hin. Zusätzlich findet man $1.5''$ (125 pc) südlich des Zentrums, relativ zur zirkularen Bewegung, rotverschobene Emission. Man erkennt außerdem, daß die nukleare Region in erster Näherung durch das Geschwindigkeitsfeld einer 'Scheibe' beschrieben werden kann, die etwa eine Inklination von 34° besitzt und somit senkrecht zur Galaxienebene steht. Desweiteren ist es insbesondere für die Gasdynamik wichtig, die Existenz eines stellaren Balkens zu klären.

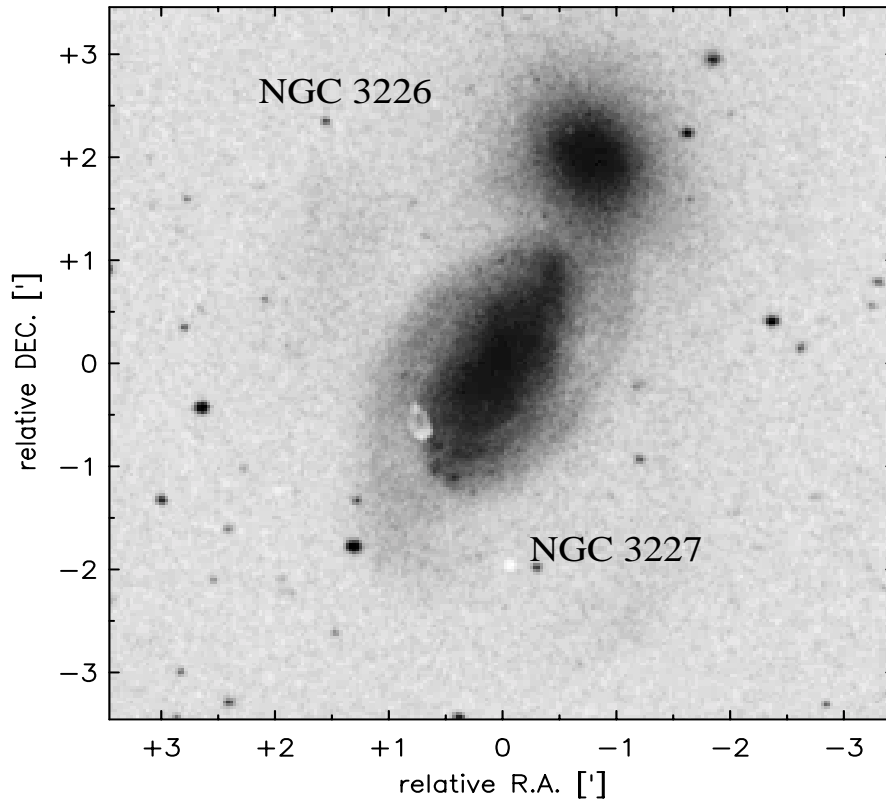


Abbildung 5.1: Digitized Sky Survey-Aufnahme (DSS) von NGC 3227 und NGC 3226

Wie die Analyse in 5.7 zeigt, ist die mögliche Balkenstruktur nur schwach ausgeprägt. Wahrscheinlich steht das System NGC 3227/6 und die von Mundell et al. (1995b) gefundene HI-Wolke am Anfang einer Verschmelzung, so daß das Geschwindigkeitsfeld gestört ist und eindeutige Resonanzen nicht zu finden sind. Dafür spricht auch die Tatsache, daß mehr als die Hälfte des molekularen Gases noch immer in einer glatt-verteilten Gasscheibe ist (s. 4.2). Ebenso werden die dynamische, molekulare und stellare Masse behandelt (s. 5.8). Die aus der Geschwindigkeitsdispersion des molekularen Gases abgeleitete Scheibendicke beträgt nur ~ 10 pc in den inneren 500 pc (s. 5.9). Die mit 3DMod gefundene nukleare 'Scheibe' läßt sich durch eine Wölbung der inneren Gasscheibe erklären (s. 5.10), jedoch nicht mit Bewegung in einem Balkenpotential.

5.1 Wechselwirkung von NGC 3227 mit NGC 3226

Um abzuschätzen wie sehr die Gaskinematik in NGC 3227 von außen gestört wird, ist es wichtig, zu analysieren, inwieweit die beiden Nachbarn NGC 3227 und NGC 3226 miteinander wechselwirken.

Die HI-Karte von Mundell (1995; s. Abb. 3.7) zeigt zwei Gasklumpen, die sich nach

Norden und Süden des Systems NGC 3227/6 ausdehnen. In dem pv-Diagramm (Mundell 1995; Abb. 3.8) erkennt man, daß diese beiden Klumpen Geschwindigkeiten von ~ 1300 km/s bis ~ 1200 km/s aufweisen, wobei die von NGC 3227 räumlich entferntesten Punkte zugleich auch diejenigen mit der höchsten Geschwindigkeit (damit auch der größten Geschwindigkeitsdifferenz zu NGC 3227 bei $v_{sys}=(1110\pm10)$ km/s; s. 4.4.3) sind. Die HI-Klumpen entsprechen damit sogenannten 'Tidal Tails', wie sie bei Wechselwirkungen zwischen zwei Galaxien beobachtet werden können. Die Ausdehnung des nördlichen Klumpens ist mit 31 kpc nur etwa halb so groß wie die des südlichen von 70 kpc (Mundell 1995). Da der nördliche Klumpen zugleich auch noch der hellste und vermutlich massereichere ist, deutet dies darauf hin, daß das zusätzliche Gravitationspotential von NGC 3226 auf dieser Seite für diese kompaktere Verteilung von HI-Gas verantwortlich ist. Alternativ könnte der Staudruck, der durch Wechselwirkung mit dem intergalaktischen Material im Galaxienhaufen entsteht, für das Abziehen des HI-Gases verantwortlich sein. Die Gruppe LGG 194 hat jedoch nur etwa 15 Mitglieder und das System NGC 3227/6 befindet sich in einer Entfernung von mindestens 30' zu der größten Ansammlung weiterer Gruppenmitglieder (s. Abb. F.1). Dies zusammen mit der Asymmetrie in den HI-Klumpen läßt eine Wechselwirkung zwischen NGC 3227 und NGC 3226 als Ursache der beiden HI-Klumpen als wahrscheinlicher erscheinen.

Neben diesen beiden HI-Klumpen haben Mundell et al. (1995b) auch eine HI-Wolke oder evtl. Zwerggalaxie in der unmittelbaren Nähe ($\sim 60''$ westlich des Kerns) zu der HI-Scheibe von NGC 3227 entdeckt. Da González Delgado & Pérez (1997) fünf HII-Regionen etwa $65''$ westlich und $10''$ südlich des Kerns von NGC 3227 - also an der Position der HI-Wolke - finden, kann dies auf eine Wechselwirkung zwischen der HI-Wolke, die eine um etwa 100 km/s höhere systematische Geschwindigkeit als NGC 3227 hat (Mundell et al. 1995b), hindeuten. In der gleichen Entfernung liegt auch der westliche Spiralarm, so daß die Sternentstehung auch nur mit ihm assoziiert sein könnte. Allerdings würde man dann erwarten, daß HII-Region auch in dem östlichen Spiralarm zu sehen oder zumindest weiter verteilt über dem westlichen Spiralarm sind. Daher ist es wahrscheinlich, daß die HI-Wolke die Sternentstehung in den fünf HII-Regionen (Nr. 1 bis 5 in Tab. 2 von González Delgado & Pérez 1997) ausgelöst hat. Eine spektroskopische Untersuchung könnte klären, ob sich die HII-Regionen in dem Spiralarm von NGC 3227 oder in der HI-Wolke befinden, da man für beide unterschiedliche Geschwindigkeiten in der HI-Linie beobachtet.

Zusammenfassend kann man sagen, daß NGC 3227 deutliche Anzeichen von Wechselwirkung sowohl mit NGC 3226 als auch der von Mundell et al. (1995b) gefundenen HI-Wolke zeigt. Da jedoch die Kinematik der HI-Scheibe weitestgehend ungestört ist (Mundell et al. 1995b), erwartet man nur leichte Störungen der Kinematik des molekularen Gases.

5.2 Die Anpassung des Geschwindigkeitsfelds

In diesem Abschnitt erläutere ich die Vorgehensweise, mit der ich das Geschwindigkeitsfeld einer inklinierten, rotierenden Scheibe an die beobachteten Daten angepaßt habe. Wie schon in 4.4 diskutiert, weisen die Daten für Radien $\geq 0.5''$ in guter Näherung das

charakteristische Schmetterlings-Muster einer solchen Struktur auf. Daraus schlieÙe ich, daÙ zumindest für $r \geq 0.5''$ die Bewegung des molekularen Gases durch eine Rotationskurve einer inklinierten, rotierenden Gasscheibe beschrieben werden kann. In 5.3 wird das hier erhaltene Resultat zusammen mit Ergebnissen aus der Literatur verwendet, um eine allgemeine Rotationskurve für NGC 3227 abzuleiten.

Um aus der Anpassung des Geschwindigkeitsfelds die Rotationskurve zu erhalten, wurde das in 4.2.3 gefundene Zentrum von $0.28''$ westlich und $0.84''$ nördlich des bei den interferometrischen Beobachtungen angenommenen Phasenzentrums und eine systematische Geschwindigkeit $v_{sys} = (-57 \pm 5.0)$ km/s relativ zu 1154 km/s gewählt. Die Anpassung des Geschwindigkeitsfelds liefert folgende Werte: Positionswinkel der kinematischen großen Achse $PA = (160 \pm 4)^\circ$ und Inklination $i = (56 \pm 3)^\circ$. Läßt man zusätzlich noch die systematische Geschwindigkeit v_{sys} als freien Parameter zu, so findet man (-32 ± 5.0) km/s. Dies ist in Übereinstimmung mit der in 5.5 gefundenen und diskutierten Diskrepanz zwischen der nuklearen und der Scheiben-Systemgeschwindigkeit.

Die Anpassung: Mit Hilfe der GIPSY-Routine 'ROTCUR' lassen sich die verschiedenen Parameter des Geschwindigkeitsfelds, die im Folgenden angeführt werden, anpassen. Dazu werden zur Sichtlinie geneigte Ringe an das beobachtete Geschwindigkeitsfeld durch Minimierung der Fehlerquadrate ('least-square-fit') angepaßt. (Bei der Anpassung wird der Effekt des 'Beam Smearing' (s. 5.9) nicht berücksichtigt). Man gibt die Anzahl und Breite der Ringe an, die man dazu benutzen möchte. Für die Anpassung kann man folgende Parameter wählen, die man optimiert haben möchte oder als gegeben annimmt: Die systematische Geschwindigkeit (v_{sys}), die Rotationsgeschwindigkeit (v_{rot}) der einzelnen Ringe, die Expansionsgeschwindigkeit (v_{exp}), der Positionswinkel (PA) der kinematischen großen Achse, die Inklination (i) und die Position des Zentrums (x_o, y_o). Man kann den Bereich nahe der kleinen kinematischen Achse von der Anpassung ausschließen, da dort Änderungen des Geschwindigkeitsfelds räumlich meist nicht mehr aufgelöst werden können. Ebenso ist es möglich nur eine Seite des Geschwindigkeitsfelds anzupassen. Zusätzlich kann eine Gewichtungsfunktion für die einzelnen Punkte im Ring gewählt werden. Es gibt die Möglichkeit des 'uniform weight', bei dem alle Punkte das gleiche Gewicht haben, 'cosine weight', bei dem die Punkte mit $|\cos(\theta)|$ gewichtet werden, und schließlich noch 'cos-squared weight', welches die Punkte nach $\cos^2(\theta)$ gewichtet. Bei den beiden letztgenannten Möglichkeiten erhöht man das Gewicht der Punkte, die näher bei der großen kinematischen Achse liegen und daher die Änderungen des Geschwindigkeitsfelds besser räumlich auflösen. Im Fall des 'cos-squared weight' fällt die Gewichtung mit dem azimuthalen Abstand von der großen kinematischen Achse steiler ab als mit dem 'cosine weight' ab.

Für die Anpassungen des Geschwindigkeitsfelds habe ich auf beiden Seiten des Kerns einen Bereich mit einem Winkel von $\pm 15^\circ$ um die kleine kinematische Achse ausgenommen. Weiterhin habe ich das 'cosine weight' und eine Expansionsgeschwindigkeit von Null gewählt.

Mit folgender Funktion wird die Anpassung durchgeführt:

$$v(x, y) = v_{sys} + v_{rot} \times \cos(\theta) \times \sin(i) + v_{exp} \times \sin(\theta) \times \sin(i) \quad (5.1)$$

mit

$$\cos(\theta) = \frac{-(x - x_o) \times \sin(PA) + (y - y_o) \times \cos(PA)}{r} \quad (5.2)$$

$$\sin(\theta) = \frac{-(x - x_o) \times \cos(PA) - (y - y_o) \times \sin(PA)}{r \times \cos(i)} \quad (5.3)$$

Dabei entspricht θ der azimuthalen Winkelentfernung von der großen Achse in der Ebene der Galaxie. $v(x, y)$ ist die radiale Geschwindigkeit an der Position (x, y) in dem rechtwinkligen Himmelskoordinatensystem in dem kartierten Gebiet. PA ist der Positionswinkel der Galaxie am Himmel. r ist der Abstand vom Zentrum in der Ebene der Galaxie, d.h., die y-Koordinate in der Galaxienebene ist für die Inklination korrigiert.

Ergebnisse der Anpassung: Die Inklination von $(56 \pm 4)^\circ$ und der Positionswinkel von $(158 \pm 2)^\circ$, die von Mundell et al. (1995b) aus HI-Messungen bestimmt wurden, sind auch für die CO-Daten gültig. Die angenommene systematische Geschwindigkeit von 1154 km/s ist um etwa 44 km/s (Mittelwert aus Anpassung und 4.4.3) zu hoch, damit stimmt der Wert von (1135 ± 10) km/s, den Mundell et al. (1995b) erhalten haben, relativ gut mit den ^{12}CO -Messungen überein. Der Ort des Geschwindigkeitszentrums stimmt überein mit der in 4.2.3 beschriebenen Position der kompakten nuklearen Linienemission $0.84''$ nördlich und $0.24''$ westlich des Phasenzentrums des Interferometers.

5.3 Die Ermittlung der Rotationskurve

Die Rotationskurve besteht in erster Näherung aus einem linear ansteigenden und einem flachen Teil. In dem flachen Teil und für Beams, die deutlich kleiner sind, als der Bereich über den die Rotationskurve ansteigt, ist der Einfluß von 'Beam smearing' minimal. Problematisch bleibt die zentrale $1''$ und der Übergang zwischen ansteigenden und flachen Teil der Rotationskurve. Im Folgenden werde ich die Herkunft und Qualität der einzelnen Teilstücke der Rotationskurve von NGC 3227 diskutieren.

Um eine gute Rotationskurve von $r \approx 0'' - 100''$ zu finden, wurden die mit Hilfe von 'ROTCUR' errechneten Rotationskurven zusammen mit der aus den pv-Diagrammen gefundenen Scheibengeschwindigkeit bei $6''$, der $\text{H}\alpha$ -Rotationskurve von Keel (1996) und der HI-Rotationskurve von Mundell et al. (1995b) verglichen. Die Geschwindigkeit fällt zuerst entsprechend der Kepler-Rotation um die in 4.4.3 ermittelte eingeschlossene Masse ab und steigt dann steil bis zu einem Radius von $4''$ auf etwa 275 km/s an, um dann wieder schnell abzufallen. Danach nimmt die Geschwindigkeit wieder stetig zu, um ab etwa $68''$ ein Plateau von etwa 240 km/s zu erreichen. Aufgrund der vorliegenden Daten ist der Verlauf der Rotationskurve im Bereich von $5'' \leq r \leq 22''$ nicht gut zu ermitteln (s.u.).

Die Rotationskurve für $0.5'' \leq r \leq 5''$: Bei den ^{12}CO -Rotationskurven benutzte ich sowohl Rotationskurven mit dem echten, oben ermittelten, dynamischem Zentrum sowie der besten Anpassung an das dynamische Zentrum, da aufgrund der Asymmetrie der Isogeschwindigkeitslinien um das Zentrum die gewichtete mittlere Geschwindigkeit, aus

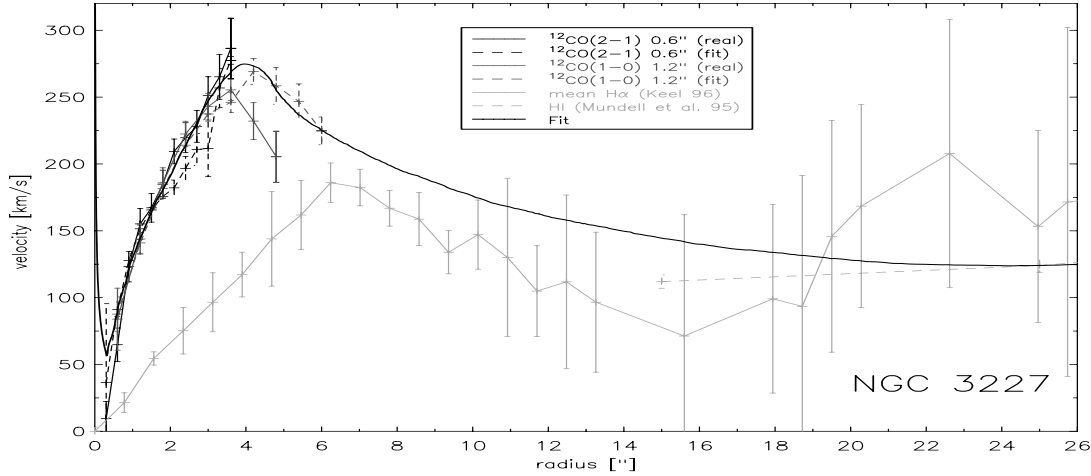


Abbildung 5.2: Die Rotationskurven von NGC 3227. Es sind sowohl die aus den ^{12}CO -Daten abgeleiteten Rotationskurven sowie die aus der Literatur dargestellt. Die dicke Linie stellt die beste Anpassung an die verschiedenen Kurven da. Für den Bereich zwischen $5''$ und $22''$ ist die Anpassung eine untere Grenze (s. auch Text).

der das Geschwindigkeitsfeld erstellt wird, nicht immer der tatsächlichen Geschwindigkeit entspricht. Die Unterschiede zwischen den einzelnen Rotationskurven sind jedoch relativ gering. Alle auch die aus unterschiedlichen Karten bestimmten Rotationskurven (s. Abb. 5.2) steigen bis zu einem Radius von etwa $3''$ - $4''$ an, um dort dann wieder abzufallen. Um die Qualität der Anpassung der Rotationskurve zu testen, wurden für die $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten einzelne Parameter (Versatz von x_0 und y_0 , v_{sys} , Gewichtungsfunktion und nur einseitige Anpassung) variiert. Es ergibt sich, daß die erhaltenen Rotationskurven im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen, wobei die einseitigen Anpassungen jeweils die obere bzw. untere Grenze bilden.

Die Rotationskurve für $5'' \leq r \leq 22''$: Um die ^{12}CO -Kurve mit den HI-Meßpunkten zu verbinden, wurden die $\text{H}\alpha$ -Messungen von Keel (1996) verwendet, die mit einem Positionswinkel von 160° und einer Spaltbreite von $2.5''$ durchgeführt wurden. Um aus diesen Messungen eine Rotationskurve zu erhalten, mußten die Pixelpositionen relativ zum angegebenen Zentrum in Bogensekunden umgerechnet, sowie die Geschwindigkeitsdifferenzen mit der Inklination korrigiert werden. Zusätzlich wurde aus den Positionen, die sich im gleichen Abstand von Zentrum befanden, eine mittlere $\text{H}\alpha$ -Rotationskurve errechnet. Die Fehler der beiden Messungen wurden mit Hilfe der Gauß'schen Fehlerfortpflanzung verknüpft. Bis auf den radialen Abstand zwischen $20''$ und $25''$ stimmt die $\text{H}\alpha$ -Rotationskurve im Rahmen ihrer Fehler mit der HI-Kurve überein. Man sieht, daß die $\text{H}\alpha$ -Kurve flacher ansteigt als die ^{12}CO -Kurven. Dies kann durch die schlechtere räumliche Auflösung der $\text{H}\alpha$ -Daten erklärt werden, da die ^{12}CO -Kurven mit niedrigerer räumlicher Auflösung ebenfalls diese flachere Steigung zeigen. Als Überprüfung wurde die aus den pv-Diagrammen

erhaltene Geschwindigkeit von 193 km/s (s. 4.4.2) bei einem Radius von 6" verwendet. Es zeigt sich jedoch, daß die H α -Kurve aufgrund ihrer Fehler die Rotationsgeschwindigkeit nur schlecht beschreibt. Daher wurde für die Rotationskurve in diesem Bereich ($5'' \leq r \leq 22''$) die Kepler-Rotation als untere Grenze angenommen, die sich aus der eingeschlossenen Masse beim Geschwindigkeitmaximum (bei $r \approx 3.5''$) ergibt. Damit ist auch die von Mundell et al. (1995b) angegebene Geschwindigkeit bei $r=15''$ zu niedrig (s. Abb. 5.2), was mit dem Effekt des 'Beam smearing' erklärt werden kann.

Die Rotationskurve für $r \geq 22''$: Die Rotationskurve der HI-Linie, die von Mundell et al. (1995b) gemessen wurde, beginnt aufgrund der schlechteren räumlichen Auflösung erst bei einem Radius von 15". Da der Beam der HI-Daten eine FWHM von $\sim 20''$ hat, ist der erste Meßpunkt am meisten von den schnellen Änderungen der Rotationskurve bei kleinen Radien betroffen, die mit diesem Beam nicht mehr aufgelöst werden können. Jedoch ist die aus den HI-Messungen abgeleitete Rotationskurve für große Radien relativ glaubwürdig, da sich die Geschwindigkeit hier kaum mehr ändert.

Die Rotationskurve für $r \leq 0.5''$: Um die Dekomposition (s. 5.5) durchzuführen, wurde angenommen, daß die Geschwindigkeit zum Zentrum auf Null abfällt, ohne dabei negativ zu werden (Modell-Rotationskurve), wie man es für eine flache rotierende Scheibe erwarten würde. Dies erscheint gerechtfertigt, da bei der Dekomposition versucht wird, die reinen zirkularen Bewegungen zu finden. Die nukleare Region von 0.6" jedoch deutlich von diesem Zustand und der Annahme einer gleichen Geometrie wie die der Galaxienscheibe abweicht. Zusätzlich wurde auch eine Anpassung an die wahre Rotationskurve versucht, indem zwischen der Rotationskurve der nuklearen Region, d.h. der aus der eingeschlossenen Masse abgeleiteten Geschwindigkeit, und den angepaßten ^{12}CO -Rotationskurven von Hand interpoliert wurde. Der Verlauf für die Radien $\geq 1''$ blieb für beide Kurven gleich.

5.4 Überprüfung der Rotationskurve und ihrer Parameter

Um festzustellen, wie sehr die Annahme von zirkularer Rotation für das molekulare Gas zutrifft und wie gut die aus der Anpassung ermittelte Rotationskurve und die weiteren Parameter sind, kann man von dem beobachteten Geschwindigkeitsfeld V_{obs} ein Modellgeschwindigkeitsfeld V_{mod} abziehen. Die Residuen zeigen bestimmte Muster, falls Parameter wie z.B. Inklination oder PA nicht richtig sind (s. Abb. 5.3, van der Kruit & Allen 1978) oder das Geschwindigkeitsfeld von reiner zirkularer Bewegung abweicht. Man sieht in Abb. 5.4 die Differenz $V_{obs} - V_{mod}$ der beiden Geschwindigkeitsfelder. Da die Residuen keinem der in Abb. 5.3 gezeigten Muster entsprechen und mit ± 20 km/s um Null schwanken, erscheint die Annahme der angepaßten Rotationskurve und ihrer Parameter gerechtfertigt. Zusätzlich sieht man, daß das molekulare Gas im Fall von NGC 3227 weitestgehend zirkuläre Bewegung aufweist, und nur in EW-Richtung entlang des molekularen Balkens deutliche negative Residuen zeigt.

Die ^{12}CO (2-1)-Daten zeigen klar, daß das residuale Geschwindigkeitsfeld in etwa um Null schwankt, bis auf den schon erwähnten EW-Balken, der negative Residuen von etwa -15

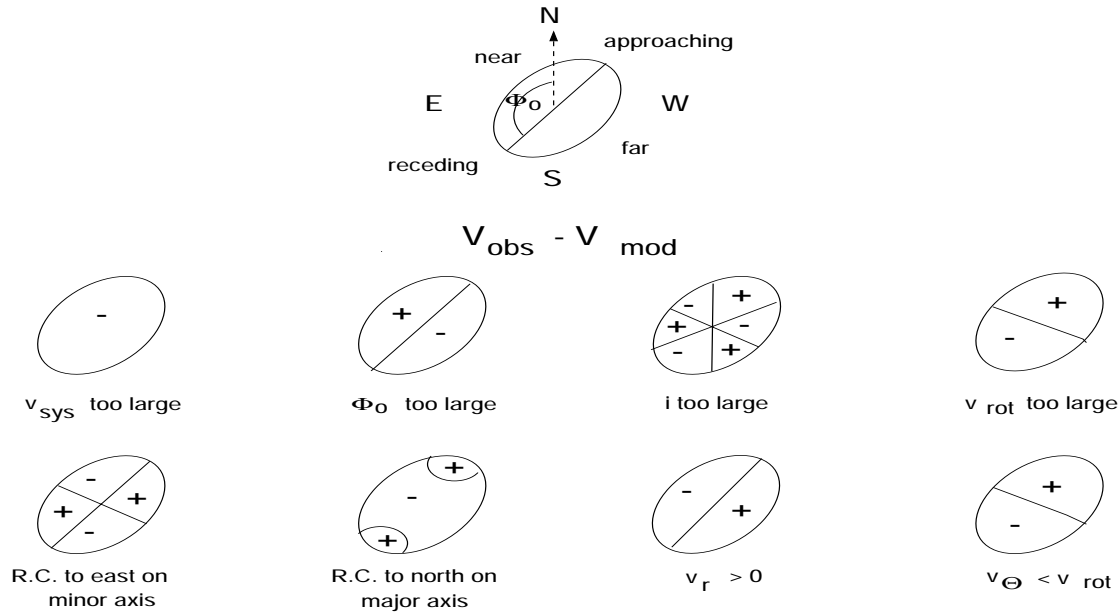


Abbildung 5.3: Überprüfung des Geschwindigkeitsfelds anhand von Residuen aus theoretischen Überlegungen. (nach van der Kruit & Allen 1978)

km/s erzeugt, und einen Gebiet ungefähr $1''$ südlich des Zentrums, das um etwa 35 km/s höher liegt als erwartet. D.h. die Komponenten entlang des Balken sind relativ zur zirkularen Bewegung blauverschoben, und das südliche Gebiet ist rotverschoben. In den ^{12}CO (1-0)-Daten tritt der molekulare Balken ebenfalls deutlich hervor. Dabei fällt auf, daß er außerhalb des Rings und im Westen residuale Geschwindigkeiten von bis zu -40 km/s aufweist. Deutlich rotverschoben mit Werten von etwa 35 km/s ist das eben erwähnte Gebiet $1''$ südlich des Kerns und auch die S-Region ist deutlich rotverschoben mit etwa 55 km/s. Insgesamt erscheint das residuale ^{12}CO (1-0)-Geschwindigkeitsfeld komplizierter als das der ^{12}CO (2-1)-Linie, was in erster Linie auf die geringere räumliche Auflösung und die damit verbundene ungenügende Trennung der einzelnen nicht-zirkularen Komponenten zurückzuführen ist.

5.5 Die Anwendung von 3DMod

Mit Hilfe von 3DMod konnten die Komponenten der nicht-zirkularen Bewegung von denen, die an der Rotation der Galaxienscheibe teilnehmen (zirkuläre Bewegung), getrennt werden. Im Gegensatz zum reinen Modellieren des Geschwindigkeitsfelds hat man so auch die Information über die Stärke der Linienemission der unterschiedlichen Komponenten (Abb. 5.5).

Man erkennt, daß der Ring und Teile der NW- und SE-Region sich zirkular bewegen und etwa 70 % bzw. 60 % des gesamten detektierten Flusses der ^{12}CO (1-0)- bzw. ^{12}CO (2-1)-Linie enthalten. Die anderen Komponenten zeigen nicht-zirkuläre Bewegung. Zusätzlich

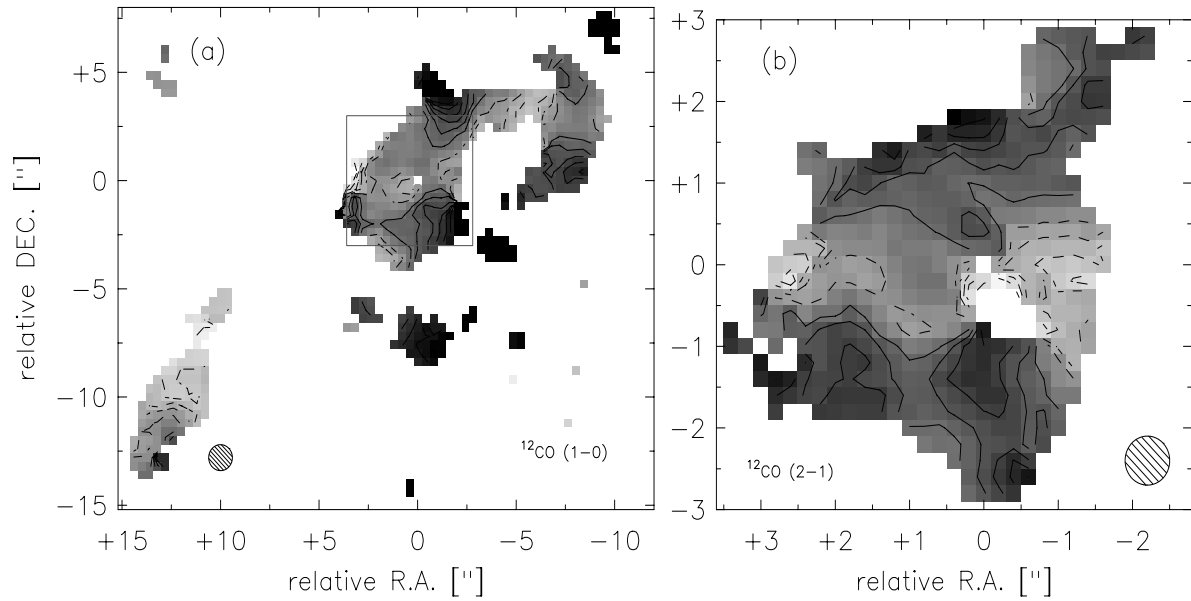


Abbildung 5.4: Residuen bei der Anpassung des Geschwindigkeitsfelds in NGC 3227 der ^{12}CO (1-0)-Emission (links) und der ^{12}CO (2-1)-Emission (rechts). Positive Residuen sind in durchgezogenen Konturlinien ab 10 km/s in Schritten von 10 km/s, negative ab -10 km/s (gestrichelte Linien) gezeigt.

findet man neben den in 4.2.3 genannten Komponenten im Ring einen Knoten, der nicht an der zirkularen Bewegung des Rings teilnimmt. Die nukleare Region zeigt Anzeichen einer rotierenden Scheibe mit einer Inklination von $i \approx -34^\circ$ relativ zur Sichtlinie. Ihre große kinematische Achse hat dabei mit der großen kinematischen Achse der Scheibe einen Positionswinkel von ungefähr 56° . Der molekulare Balken zeigt deutlichen Zustrom ('inflow') mit Geschwindigkeiten bis zu 80 km/s und steht mit einem PA_{bar} von $\sim 85^\circ$ fast senkrecht auf dem äußeren Balken.

Im Anschluß werden die Komponenten diskutiert und insbesondere die speziellen Fälle der nuklearen Region und des molekularen Balkens behandelt. Die Eigenschaften der Komponenten sind in Tab. 5.1 zusammengefaßt. Beim Modellieren hat sich gezeigt, daß eine systematische Geschwindigkeit, die 40 km/s niedriger als die bei der Beobachtung angenommene ist, bessere Anpassungen als die aus den pv-Diagrammen für die nukleare Scheibe abgeleitete (s. 4.4.3) liefert. Dies bedeutet einen Versatz zwischen Galaxienscheibe und dynamischen Zentrum von etwa 15 km/s. Inwieweit dieser Versatz aufgrund der spektralen Auflösung (Kanalbreite Δv 20 km/s) gegeben ist, oder ob er durch die Wechselwirkung mit NGC 3226 und/oder der HI-Wolke (s. 5.1) hervorgerufen wurde, kann nur von Daten mit einer hohen spektralen und räumlichen Auflösung geklärt werden. Desweiteren führte eine konstante Geschwindigkeitsdispersion von 30 km/s (enthält im wesentlichen den Beitrag aufgrund des 'Beam smearing') zu besseren Ergebnissen (s. auch Diskussion der Scheibendicke in 5.9), da die Struktur in der beobachteten Dispersionskarte (Abb. 4.6) auf Überlagerung von zirkularen und nicht-zirkularen Komponenten zurückzuführen ist.

Tabelle 5.1: Komponenten der ^{12}CO -Linienemission in NGC 3227

Komponente	R.A.	DEC.	$\int T_{mb}(1-0)dv$	$\int T_{mb}(2-1)dv$	$\frac{CO(2-1)}{CO(1-0)}$	Bem.
	[$^{\circ}$]	[$^{\circ}$]	[K km/s]	[K km/s]		
Nukleare Region	0.0	0.0	90	240	0.70	nicht-z.
Ring	0.0	0.0	3520	4430	0.43	zirkular
Roter Knoten	0.0	1.0	280	370	0.53	nicht-z.
Molek. Balken	+6.0	0.1	400	230	0.58	nicht-z.
	-8.0	+3.0	140	—	—	nicht-z.
NW-Region	-8.0	+3.0	700	200	0.33	unklar
SE-Region	+12.0	+10.0	440	—	—	unklar
S-Region	0.0	-5.0	80	260	1.28	nicht-z.

Die Positionen der Komponenten gibt die Position des Schwerpunkts wieder. Die Flüsse der beiden ^{12}CO -Linien sind nicht für die unterschiedlichen Beam-Größen korrigiert, d.h. um das Verhältnis zu bestimmen wurde diese Korrektur an die ^{12}CO (2-1)-Messungen angebracht. Für den Ring wurde der Fluß in einer Scheibe mit $r=1.5''$ bestimmt. Die entsprechenden H_2 -Massen der einzelnen Komponenten werden in 5.8.1 abgeleitet. Für die NW- und SE-Region ist die Form der Bewegung nicht eindeutig zu bestimmen, da diese Gebiete sich in einem radialen Abstand befinden, in dem die Rotationskurve nicht sicher bestimmt ist (s. 5.3).

5.5.1 Komponenten in zirkularer Bewegung

Etwa 70 % (60 %) der ^{12}CO (1-0)- bzw. ^{12}CO (2-1)-Linienemission in den inneren $8'' \times 8''$ sind in zirkularer Bewegung. Das emittierende Gas ist dabei hauptsächlich über den inneren Ring verteilt. Der Unterschied zwischen den beiden Linien rührt wahrscheinlich daher, daß in der ^{12}CO (2-1)-Linienstrahlung aufgrund der höheren Winkelauflösung der ausgedehnte Anteil der Emission schon aufgelöst wurde (s. dazu auch 4.2). Der Ring ist nicht vollständig in der zirkularen Bewegung, da er im Westen nicht-zirkuläre Bewegung zeigt.

Einige Teile der NW- und SE-Region befinden sich ebenfalls in zirkularer Bewegung. Dabei muß allerdings berücksichtigt werden, daß sich diese Regionen bei einem radialen Abstand befinden, für den die Rotationskurve nicht sehr gut bestimmt ist (s. Abb. 5.2 und 4.3). Da die Bewegung der beiden äußeren Regionen nur in den ^{12}CO (1-0)-Daten modelliert wurde, erfolgte die Flußmessung in den echten Daten. Die NW-Region hat einen deprojizierten Durchmesser von etwa $3''$ (250 pc) und befindet sich nach der Deprojektion am westlichen Ende des molekularen Balkens. Ihre Emission macht etwa 10 % der gesamten Emission in der PdBI-Karte aus. Die SE-Region hat eine zu der NW-Region vergleichbare Größe von etwa $3''$ (250 pc), jedoch beträgt ihr Fluß nur noch $2/3$ von dem der NW-Region. Die SE-Region ist auch nicht in der ^{12}CO (2-1)-Linienemission nachgewiesen (s. 4.2.3).

Als Test wurde, wie in 5.4 beschrieben, von dem Geschwindigkeitsfeld dieser Komponenten ein Modellfeld abgezogen. Die Residuen betragen dabei im Mittel Werte zwischen ± 5 km/s für die ^{12}CO (1-0)-Daten und etwa ± 8 km/s für die ^{12}CO (2-1)-Daten.

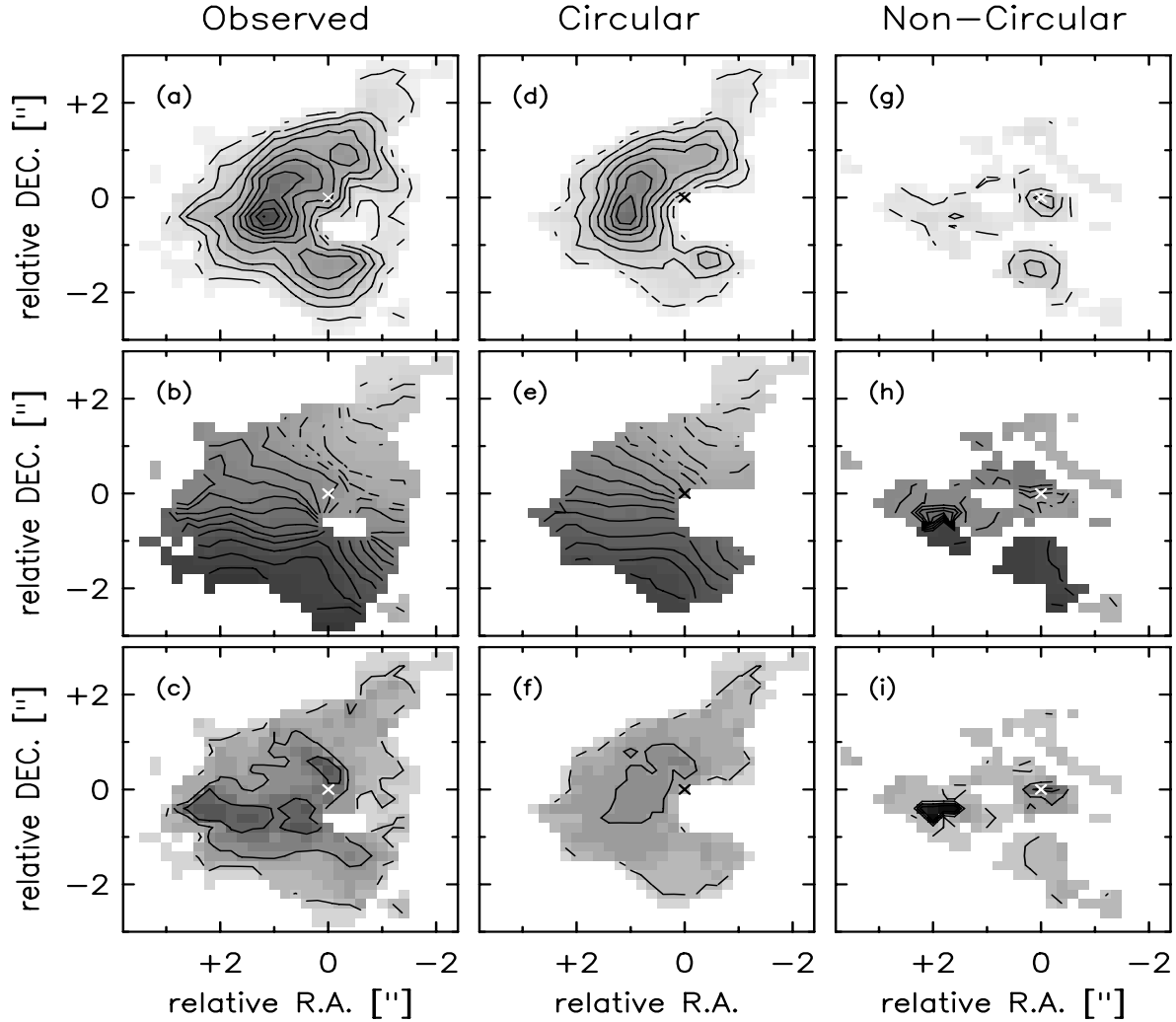


Abbildung 5.5: Dekomposition der ^{12}CO (2-1)-Daten ((a) - (c)) in Komponenten mit zirkularer ((d) - (f)) und nicht-zirkularer Bewegung ((g) - (i)) in NGC 3227. Die Konturlinien in den Intensitätskarten ((a), (d), (g)) sind jeweils 10, 20, ... 100% des Maximums in der beobachteten Karte. In den Karten des Geschwindigkeitsfelds ((b), (e), (h)) sind die Konturen von -220 km/s bis -80 km/s (gestrichelte Linie) und -60 km/s bis 160 km/s (durchgezogene Linie) jeweils in Schritten von 20 km/s. Die Konturen in den Karten der Geschwindigkeitsdispersion ((c), (f), (i)) sind bei 15, 30, 45 und 60 km/s.

5.5.2 Komponenten in nicht-zirkularer Bewegung

Es befinden sich die nukleare Region, der molekulare Balken und die S-Region in einer Bewegung, die nicht der Rotation der Scheibe, wie man sie aus der Rotationskurve ableitet, folgt. Zusätzlich findet man einen Knoten im südlichen Teil des Rings. Der Knoten im Ring scheint bei einer Auflösung von $0.6''$ leicht aufgelöst zu sein. Seine deprojizierte Position hat einen radialen Abstand von etwa $1.8''$ vom Zentrum. Die S-Region ist in der ^{12}CO (2-1)-Linienemission stärker als in der ^{12}CO (1-0)-Emission, wo sie nur noch etwa 10 % des Flusses der NW-Region besitzt. Auch hat sie einen kleineren Durchmesser von etwa $2''$ (190 pc).

Zieht man vom beobachteten Geschwindigkeitsfeld der nicht-zirkularen Komponenten ein Modellfeld ab (s. 5.4), so erhält man für Teile der SE-Region einen Versatz um etwa -45 km/s gegenüber der Rotationskurve. Die anderen Komponenten zeigen positive Versätze um etwa $+50$ km/s (S-Region), $+50$ km/s (Teile der NW-Region) bzw. $+70$ km/s (Knoten).

Die nukleare Region Die nukleare Region kann besonders gut in den ^{12}CO (2-1)-Daten studiert werden, da diese die höhere Winkelauflösung haben. Dieses Gebiet trägt etwa 3 % zur Gesamtemission der inneren $8'' \times 8''$ bei. Das Geschwindigkeitsfeld dieser Komponente hat einen Positionswinkel PA_{nuc} von etwa $(41 \pm 3)^\circ$. Es zeigt im wesentlichen das Muster eines rotierenden starren Körpers mit leichten Anzeichen des Schmetterlingsprofils (Abb. 5.5), was auf eine rotierende Scheibe hindeutet. Die Geschwindigkeit nimmt von SW nach NE zu und ist somit dem Geschwindigkeitsfeld der Galaxienscheibe entgegengesetzt. Unter der Annahme einer rotierenden Scheibe liefert eine Gaußanpassung an die nahezu unaufgelöste Quelle bei einem festen PA_{nuc} von 41° jedoch ein Achsenverhältnis von etwa 0.85, was einer Inklination von 32° entspricht. Aus den pv-Diagrammen entlang PA_{nuc} und $\text{PA}_{nuc} + 90^\circ$ (s. 4.4.3, Abb. 4.8) kann man ebenfalls an der 50%-Konturlinie die Achsenverhältnisse ablesen. Daraus findet man eine Inklination von etwa 35° . D.h., daß die potentielle nukleare Scheibe im Rahmen eines Fehlers von 10° senkrecht auf der Galaxienscheibe steht, da ihre Inklination zusammen mit den 56° für die Inklination der Galaxienscheibe einen Winkel von etwa 90° ergeben.

Die Symmetrie in der Kinematik der nuklearen Region, die zwar von der Kinematik der äußeren Scheibe abweicht, deutet auf dynamische Mechanismen, die Abweichungen von der zirkularen Bewegung erzeugen. Eine Möglichkeit sind radiale Geschwindigkeiten v_{rad} , wie sie durch einfallende oder expandierende Materie auf das galaktische Zentrum entstehen. Diese Möglichkeit wurde mit 3DMod untersucht. Es zeigt sich, daß nur für $v_{rad} < 0$, die Orientierung im Geschwindigkeitsfeld mit den Daten übereinstimmt. Eine Erklärung sind die radialen Geschwindigkeiten jedoch nicht, da sie aufgrund ihrer Definition immer entlang der großen kinematischen Halbachse gleich Null sind und daher nicht eine scheinbare gegenläufige Rotation erzeugen können. Weitere Möglichkeiten werden mit dem Modell 3DRings (s. 5.10) untersucht.

Der molekulare Balken: Der molekulare Balken erscheint in westlicher Richtung um etwa $4''$ länger als in östlicher. An seinem westlichem Ende findet man erhöhte Linienemission NW-Region (s.o.). Der Versatz zwischen den beiden Seiten beträgt etwa $4''$

(335 pc) und kann die Breite des Balkens widerspiegeln. Der molekulare Balken schließt mit den äußeren Balken einen Winkel von $\sim 83^\circ$ ein. Dabei beträgt dieser Winkel in den $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten (s. Abb. 4.3) sogar eher 86° . Der Balken trägt zu dem $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Fluß in den inneren $25'' \times 25''$ etwa 17 % bei. Der Versatz in der Geschwindigkeit beträgt in den räumlich hochaufgelösten $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Daten etwa -40 km/s, was für die Inklination korrigiert (s. 2.3.2) etwa -48 km/s ergibt. In den $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Daten ist der Betrag der Geschwindigkeit jeweils um etwa 25 km/s größer, was durch die unterschiedliche räumliche Auflösung hervorgerufen sein kann. Man sieht aber, daß auch der westliche Teil des Balkens einen negativen Versatz in vergleichbarer Größenordnung besitzt (Abb. 5.5).

5.5.3 Vergleich zu den HCN(1-0)-Daten

Wie schon in 4.3.2 erwähnt, verhält sich das Maximum der HCN(1-0)-Linienemission in den Kanalkarten (s. E.1) anders als das der ^{12}CO -Linienemission. Die Ursache dafür liegt in den unterschiedlichen Quellen dieser beiden Linien. Vergleicht man die Kanalkarten der nicht-zirkularen Bewegung von beiden ^{12}CO -Linien mit den HCN(1-0)-Kanalkarten, so erkennt man, daß die Quellstruktur in beiden Fällen ähnlich ist. Dies bedeutet, daß die HCN(1-0)-Linienemission wahrscheinlich von denselben Molekülwolken stammt, wie die ^{12}CO -Linienemission mit nicht-zirkularer Bewegung. Dies ist besonders gut an dem westlichen Teil des molekularen Balkens zu erkennen, in dem $^{12}\text{CO}(1-0)$ - und HCN(1-0)-Linienemission in den Kanalkarten bei -220 km/s bis -180 km/s gut übereinstimmen. Um dies genauer untersuchen zu können, wären jedoch HCN(1-0)-Daten mit einer höheren räumlichen Auflösung und einem sehr guten S/N nötig.

5.6 Die 3-dimensionale Geometrie von NGC 3227

Aus den Ergebnissen dieser Arbeit und in der Literatur veröffentlichten Daten erhält man folgendes Bild der Geometrie von NGC 3227 (s. Abb. 5.1): Die Galaxienscheibe hat eine Inklination von 56° bei einem Positionswinkel von 158° (Mundell et al. 1995a, 1995b, s. 5.2). Da die Galaxienscheibe im Uhrzeigersinn rotiert, bewegt sich der nördliche Teil auf den Beobachter zu und der südliche vom Beobachter weg. Daraus folgt zusammen mit der Balken- und Spiralarmgeometrie, daß der Südwesten die nähere Seite der Scheibe ist und die Spiralarme - bildlich gesprochen - vom Balken gezogen werden. In der Scheibe befindet sich sehr wahrscheinlich ein Balken mit einem Radius von etwa 6.7 kpc bis 8.4 kpc, der einen für Inklination korrigierten Positionswinkel von -20° relativ zur großen kinematischen Achse hat. Die Existenz eines zweiten, inneren Balkens (molekularer Balken) ist nicht eindeutig zu klären. Im Nukleus findet man von der Scheibenrotation entkoppelte Emission, die eine Ausdehnung von $\leq 0.6''$ (50 pc) hat und eine komplexe Kinematik aufweist. Dies ist Teil einer räumlich komplexen Anordnung, die am besten mit einem System geneigter Ringe erklärt werden kann.

5.6.1 Rotationssinn

Der Rotationssinn von NGC 3227 ergibt sich aus den Beobachtungen im Optischen und der H α -Emissionsgebiete. González Delgado & Pérez (1997) finden diese Gebiete jeweils

mit einem Versatz relativ zur kinematischen großen Achse, und zwar nord-westlich und süd-östlich in Übereinstimmung mit der Lage der Balkenachse. Aus der Theorie (z.B. Athanassoula 1992a, s. auch 2.4) erwartet man, daß an der führenden Seite des Balken bevorzugt Sterne entstehen, da hier das molekulare Material geschockt und verdichtet und somit die Sternentstehung begünstigt wird. Daraus ergibt sich, daß - anschaulich gesprochen - die Spiralarme in NGC 3227 vom dem Balken gezogen werden und somit eine Rotation im Uhrzeigersinn vorliegt. Damit ist zugleich festgelegt, daß die SW-Seite näher ist. Dies wird auch durch die Beobachtungen vom HST im V-Band (Malkan et al. 1998) bestätigt, da man die Staubschpuren ('dust lanes') an der führenden Seite des Balken beobachtet, wie es von der Theorie (Athanassoula 1992b) erwartet wird. Zusätzlich erkennt man die südwestliche Staubschpur wesentlich deutlicher, was Malkan et al. (1998) damit erklären, daß die SW-Seite näher ist und damit die Galaxienscheibe Licht aus dem Bulge extingieren kann, während im NE der Bulge vor der extingierenden Scheibe liegt.

5.6.2 Der Balken

NGC 3227 ist als SAB(s) pec(uliar) (RC3, de Vaucouleurs et al. 1991) klassifiziert, d.h. es handelt sich um eine Balkengalaxie. Es ist allerdings relativ schwer die Länge des Balkens zu bestimmen, da aufgrund der Inklination von 56° (Mundell et al. 1995b) das Ende des Balkens und der Beginn der Spiralarme kaum zu unterscheiden sind. Dies sieht man deutlich in der Aufnahme des Digitized Sky Survey (DSS) (s. Abb. 5.1).

Mulchaey, Regan & Kundu (1997) haben NGC 3227 im K_s -Band mit einem Gesichtsfeld von etwa $140'' \times 110''$ beobachtet. Um Balken zu identifizieren, haben sie an die Isophoten Ellipsen angepaßt, und den Positionswinkel sowie die Elliptizität ($1 - a/b$, wobei a bzw. b , die große bzw. kleine Halbachse ist) als Funktion des Radius untersucht. Wenn eine Galaxie einen Balken aufweist, so sind folgende Punkte nach ihrer Definition erfüllt: 1) die Elliptizität steigt als Funktion des Radius auf ein Maximum und fällt dann wieder ab, um die wahre Inklination der Scheibe zu zeigen, und 2) der Positionswinkel ist über die Radien konstant, bei denen die Elliptizität zunimmt. Für NGC 3227 finden diese Autoren einen Balken (s. Fig. 2 in Mulchaey, Regan & Kundu 1997), jedoch ist der Abfall der Elliptizität nicht deutlich zu beobachten, da die Fehler in deren Bestimmung bei Radien über $75''$ zu groß sind. Mulchaey, Regan & Kundu (1997) geben für den Balken einen Radius von $> 80''$ an. Dieses Verhalten ist auch in den hier präsentierten NIR-Aufnahmen zu sehen (s. Abb. 3.6), da der Anstieg der Elliptizität in den IAC-Daten sehr deutlich ist. Meine Daten bestätigen daher das Ergebnis von Mulchaey, Regan & Kundu (1997).

De Robertis et al. (1998) haben eine R-Band-Aufnahme des Systems NGC 3227/6 analysiert. Um auch große Radien untersuchen zu können, haben sie für den Emissionsbeitrag von NGC 3226, die eine Entfernung von etwa $130''$ zum Kern von NGC 3227 aufweist, korrigiert. Die von diesen Autoren erhaltenen Elliptizitäten und Positionswinkel stimmen für Radien $< 70''$ mit den Ergebnissen dieser Arbeit und von Mulchaey, Regan & Kundu (1997) überein. Für größere Radien, bei denen auch die Korrektur für den Beitrag von NGC 3226 wichtig wird, erhalten sie höhere Elliptizitäten. Dies würde bedeuten, daß sie keinen Balken in NGC 3227 sehen. Da sie jedoch im Gegensatz zu Mulchaey, Regan & Kundu (1997) zwischen $70''$ und $130''$ keine Meßpunkte zeigen, erscheint diese Analyse unglaubwürdiger, als der bei Mulchaey, Regan & Kundu (1997) zu erkennende Abfall in

der Elliptizität bei etwa $75''$.

Da jedoch die von González Delgado & Perez (1998) detektierten HII-Regionen aufgrund ihrer räumlichen Verteilung auf die Existenz eines stellaren Balkens mit einem Radius von (mindestens) $50''$ hinweisen und beide Spiralarme nördlich und südlich des Kern in etwa am Ende des potentiellen Balkens anfangen, ist dessen Existenz sehr wahrscheinlich. Um dies genauer zu klären, sind jedoch tiefere Aufnahmen im K-Band von den System NGC 3227/6 nötig. Aus der Aufnahme im DSS liest man einen äußeren Balkenradius von etwa $80''$ ab, während man in der tieferen Aufnahme im Arp-Katalog auf einen Radius von etwa $100''$ kommt. Da der Balken fast entlang der großen kinematischen Achse liegt ($PA \sim 158^\circ$) wird seine Detektion erschwert. Der Balken hat korrigiert für die Inklination einen Positionswinkel relativ zur kinematischen Achse von $\sim 20^\circ$.

5.7 Die Positionen der dynamischen Resonanzen in NGC 3227

Man kann aus der Rotationskurve und der Kenntnis der Balkenlänge die Positionen der Resonanzen abschätzen (s. 2.4.3.2). Im Falle von NGC 3227 kann dies jedoch nur zu groben Abschätzungen führen, da die Rotationskurve für Radien $5'' \leq R \leq 20''$ aufgrund weniger Daten relativ schlecht bestimmt ist. Damit ist die Analyse in diesem Bereich auch mit deutlichen Fehlern behaftet. Die Lage der Resonanzen ist in Abb. 5.6 dargestellt. Es zeigt sich, daß die Gasdynamik in den inneren $40''$ im Gegensatz zu NGC 1068 (s. 8.3) nicht einfach durch Balken und den von ihnen hervorgerufenen Resonanzen beschrieben werden kann. Dies kann entweder an den Wechselwirkungen mit NGC 3226 und der HI-Wolke (s. 5.1) liegen, dem störenden Einfluß der HII-Region auf das molekulare Gas oder daran, daß sich die Gasdynamik gerade erst bildet bzw. ändert. Die asymmetrische Verteilung des molekularen Gases kann durch eine Störung im Gasfluß aufgrund der Sternentstehung in den westlichen HII-Region hervorgerufen worden sein.

Die Resonanzen des Balkens: Wie in 5.6.2 diskutiert, liegt das Ende des Balkens in NGC 3227 zwischen $80''$ (6.7 kpc) und $100''$ (8.4 kpc). Dies ergibt eine Winkelgeschwindigkeit Ω_p von etwa (32 ± 5) km/s, da die mit HI-Messungen (Mundell et al. 1995b) bestimmte Rotationskurve in diesem Abstand flach ist. Damit rotiert der Balken ähnlich langsam wie der äußere Balken in NGC 1068 (s. 8.3). Für dieses Ω_p findet man eine ILR bei einem Radius von etwa $20''$ (~ 1.7 kpc). Bei diesem deprojizierten Radius befinden sich etwa die SE-Region der ^{12}CO -Emission (s. 4.2.3) zusammen mit zwei HII-Regionen (Nr. 14 und 15, Gonzalez Delgado & Perez 1998) und in NW-Richtung drei weiteren HII-Regionen (Nr. 18 - 20; Gonzalez Delgado & Perez 1998). Damit könnten die SE-Region sowie die genannten HII-Regionen an der Position der ILR liegen.

Die Verteilung der HII-Regionen und des molekularen Gases: An die NW-Region der ^{12}CO -Emission (s. 4.2.3) grenzt im Süden die zweitgrößte HII-Region an (~ 160 pc groß; Nr. 28; Gonzalez Delgado & Perez 1998). Etwa $3''$ süd-östlich davon befindet sich die größte HII-Region (Nr. 29). Ebenso findet man östlich der S-Region zwei weitere HII-Region von mittlerer Größe. Diese Gebiete befinden sich alle bei einem deprojizierten radialen Abstand von $5''$ bis $10''$. Dies legt die Vermutung nahe, daß bei diesem Radi-

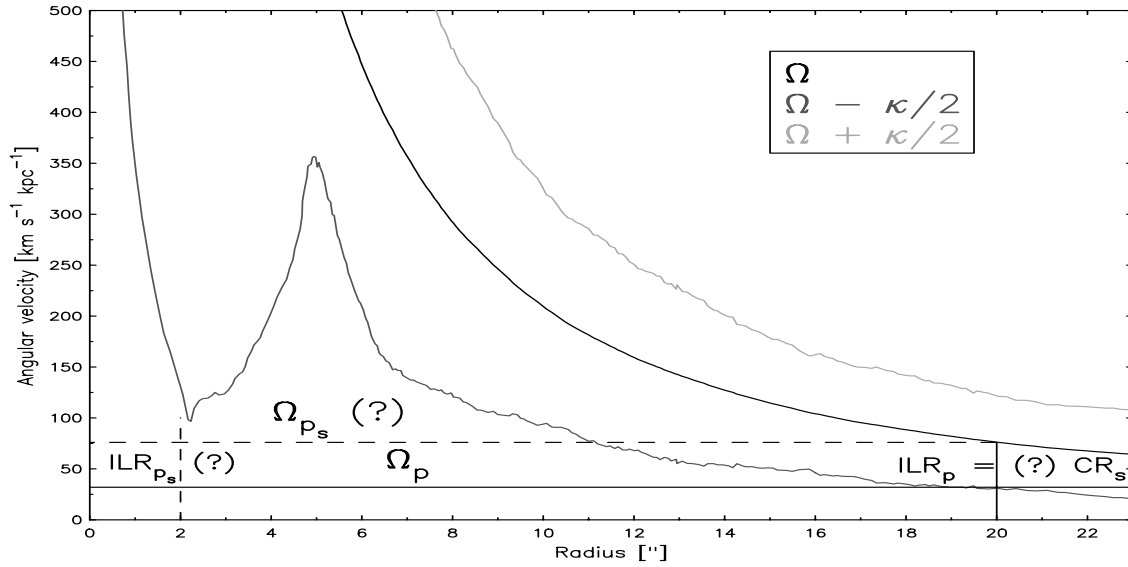


Abbildung 5.6: Dynamische Resonanzen in NGC 3227. Es sind die Winkelgeschwindigkeit Ω sowie die beiden Kurven $\Omega + \frac{\kappa}{2}$ und $\Omega - \frac{\kappa}{2}$ dargestellt. Man erhält für den äußeren Balken eine Winkelgeschwindigkeit Ω_p , die eine ILR_p bei etwa $r=20''$ hat. Die sich daraus ergebende Winkelgeschwindigkeit Ω_{p_s} für einen möglichen zweiten inneren Balken sowie dessen ILR_s sind mit einem Fragezeichen gekennzeichnet. Für weitere Ausführungen s. Text.

us eine Resonanz ist oder zumindest war. Dies würde auf einen zweiten, inneren Balken hindeuten, dessen Korotationsresonanz CR mit der ILR des oben beschriebenen Balkens übereinstimmt. Dieser zweite Balken könnte dann zwei ILRs haben, eine äußere (oILR) bei etwa $10''$ und eine innerer ILR (iILR) bei etwa $2''$. Dies würde dann die hohe Ansammlung von molekularem Gas im Ring erklären.

Da sich die beiden größten HII-Regionen (~ 165 pc) westlich des Kerns befinden, ist es sehr wahrscheinlich, daß sie den Gasfluß auf den nuklearen Ring gestört oder sogar unterbunden haben. Dies erklärt die offensichtliche Asymmetrie in der Verteilung des molekularen Gases. Da die hier erwähnten HII-Regionen nicht mit den Gas-Regionen übereinstimmen, sondern hauptsächlich an die molekularen Gaswolken angrenzen, ist es wahrscheinlich, daß in den beobachteten HII-Region das vormals vorhandene molekulare Gas schon in Sterne umgewandelt wurde.

Der innere Gasbalken: In welcher Verbindung der innere Balken der ^{12}CO -Emission (s. 5.5), der offensichtliche nicht-zirkuläre Bewegungen zeigt, zu diesen Resonanzen steht, ist nicht klar. Dies deutet darauf hin, daß die Gasdynamik der inneren $40''$ nicht im Gleichgewicht ist. Eine Ursache dafür kann die Wechselwirkung mit NGC 3226 bzw. der HI-Wolke oder der Einfluß der Sternentstehung auf das molekulare Gas in diesem Gebiet sein. Um diese Fragen zu klären, ist vor allem eine bessere Kenntnis des Geschwindigkeitsfelds für Radien $5'' \leq r \leq 22''$ von Nöten.

5.8 Die Massenbilanz

Die Gesamtmasse (M_{gal}) einer Galaxie ist die Summe der einzelnen Komponenten, wie Sterne (M_{st}), molekulares Gas ($M_{H_2} + M_{He}$), atomares Gas (M_{HI}), Staub (M_{dust}) usw. Man kann die einzelnen Massen unterschiedlich gut bestimmen. Dabei kann man aus der Bestimmung der Gesamtmasse bei sehr kleinen Radien auf die Existenz und Masse eines kompakten Kerns schließen. Im Folgenden werde ich zuerst die molekulare Gasmasse der einzelnen dynamischen Komponenten bestimmen und zu Literaturwerten vergleichen (Tab. 5.3).

Tabelle 5.2: Flüsse und molekulare H_2 -Massen der ^{12}CO -Komponenten in NGC 3227

Komponente	$\int T_{mb} dv$ [K km/s]	N_{H_2} [10^{22} cm^{-2}]	A [10^{-3} kpc^2]	M_{H_2} [$10^7 M_{\odot}$]	M_{dyn} [$10^8 M_{\odot}$]
Nukleare Region	241	6.9	2.0	0.19	0.34
	344	1.8	8.0	0.22	
Ring	3522	70.4	8.0	8.49	44.0
Knoten 1" S	613	12.3	2.0	0.37	
Innerer Balken	396	7.9	8.0	0.95	
8.4" \times 8.4"	4813	96.3	8.0	11.60	44.0
24.4" \times 24.4"	6300	126	8.0	15.20	
NW-Region	704	14.1	8.0	1.70	
SE-Region	441	8.8	8.0	1.06	
S-Region	77	1.5	8.0	0.18	
	98	2.0	8.0	0.24	

Für die einzelnen Komponente ist ihr Fluß, die daraus resultierende H_2 -Säulendichte N_{H_2} , die entsprechende Fläche A (Beamfläche) und die erhaltene molekulare H_2 -Masse M_{H_2} angegeben. Zusätzlich wurde noch die dynamische Masse M_{dyn} angegeben, wenn dies möglich war. Die Komponenten wurden durch Modellierung getrennt. (Genauere Erläuterungen s. Text.)

5.8.1 Die molekulare Gasmasse

Wie man schon aus dem Vergleich der verschiedenen Radiomessungen der ^{12}CO -Linien sehen konnte, ist in den PdBI-Karten nicht die gesamte Linienemission detektiert und damit auch nicht die gesamte molekulare Gasmasse. Dafür ist es möglich für die einzelnen auf unterschiedlichen räumlichen Skalen nachgewiesenen Komponenten die Massen anzugeben. Dabei enthält das in den PdBI-Karten aufgezeigte Gas etwa 15 % der gesamten H_2 -Masse von etwa $10^9 M_{\odot}$. Für die nukleare Scheibe ($r \approx 0.3''$ (25 pc)) findet man immer noch eine molekulare Gasmasse M_{H_2} von $\sim 2 \times 10^6 M_{\odot}$.

Um die Masse des molekularen Wasserstoffs abzuschätzen, wird die ^{12}CO -Linienemission verwendet. Man errechnet den Fluß I_{CO} in einer bestimmten Fläche:

$$I_{CO}[K km/s] = 0.12 \times 10^{25} \times I_{CO}[Jy km/s] \times \nu[Hz]^{-2} \times \theta[']^{-2} \quad (5.4)$$

und bringt den $\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}$ -Konversionsfaktor X an. Der genaue Wert des $\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}$ -Faktors ist umstritten (Maloney & Black 1988). Er wurde an galaktischen Quellen bestimmt und scheint

Tabelle 5.3: Massen verschiedener Komponenten in NGC 3227

Art	log (M) [log(M _⊙)]	Referenz
M _{H₂}	8.6	Braine & Combes 1992
	9.00	Maiolino et al. 1997
	8.51	Rigopoulou et al. 1997
	9.0	(1.2 kpc) Meixner et al. 1990
M _{dyn}	10.0	(1.2 kpc) Meixner et al. 1990
	10.99	(disk) Mundell et al. 1995
M _{HI}	9.04	(total) Mundell et al. 1995
	8.76	(disk) ”
	8.32	(dwarf) ”
	8.26	(northern plume) ”
	8.11	(southern plume) ”
M _{BH}	~ 8.3	Salamanca et al. 1994
	7.57	Ho 1998

Die Massen wurden den angegebenen Referenzen entnommen.

im Rahmen eines Faktors zwei konstant zu sein (s. Schinnerer, Eckart & Tacconi 1998 für Referenzen und Diskussionen). In dieser Arbeit wird für den $\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}$ -Faktor der von Strong et al. (1989) aus galaktischen γ -Strahlungsmessungen ermittelte Wert von $2 \times 10^{20} \frac{cm^{-2}}{K km/s}$ verwendet. Damit erhält man die Säulendichte des molekularen Wasserstoffs N_{H_2} :

$$N_{H_2}[cm^{-2}] = X_{Strong}[\frac{cm^{-2}}{K km/s}] \times I_{CO}[K km/s] \quad (5.5)$$

Aus der Säulendichte kann man nun leicht die Masse M_{H_2} errechnen, indem man sie mit der Fläche A der ^{12}CO -Emission multipliziert:

$$M_{H_2}[M_{\odot}] = 1.51 \times 10^{-14} \times N_{H_2}[cm^{-2}] \times A[kpc^2] \quad (5.6)$$

In diesem Fall wurden die Flüsse I_{CO} in einer bestimmten Fläche mit Hilfe der GIPSY-Routine 'FLUX' aufintegriert. Dabei berücksichtigt die Routine, daß mehrere Auflösungselemente in einem Beam enthalten sind, und korrigiert den Gesamtfluß dementsprechend. Daher muß man nur noch mit der Beamfläche multiplizieren. Die Massen der einzelnen Komponenten sind in Tab. 5.2 zusammengefaßt.

5.8.2 Die dynamische Masse

Unter der Annahme von zirkularer Rotation kann man die bis zu einem Radius enthaltene dynamische Masse bestimmen. Dabei gilt folgender Zusammenhang:

$$M_{dyn}[M_{\odot}] = \frac{v_{rot}(r)^2 \times r}{G} = 2.321 \times 10^2 \times v_{rot}(r)[km/s]^2 \times r[pc] \quad (5.7)$$

$v_{rot}(r)$ ist die für die Inklination korrigierte Rotationsgeschwindigkeit der Scheibe am Radius r . Für die nukleare Scheibe ($r=0.3''=25pc$) erhält man eine dynamische Masse

M_{dyn} von etwa $3.44 \times 10^7 M_{\odot}$. Dies würde bedeuten, daß das molekulare Gas (unter der Annahme des $\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}$ -Faktors) nur etwa 6% der Masse in den inneren 50 pc beträgt. Unter der Annahme, daß an dem Radius, bei dem die Rotationskurve von starrer Rotation in ihren flachen Teil übergeht, zirkulare Kepler-Rotation vorliegt, erhält man für die inneren 540 pc eine dynamische Masse M_{dyn} von $4.4 \times 10^9 M_{\odot}$.

5.8.3 Die stellare Masse

Wie die Analyse des Alters des nuklearen Sternhaufens gezeigt hat, trägt dieser nur zu $\sim 10\%$ der dynamischen Masse bei. Die fehlende Masse kann in einer alten stellaren Population sein, wie folgende Überlegung zeigt: Die dynamische Masse in $3.6''$ beträgt $\sim 1.1 \times 10^9 M_{\odot}$. Eine stellare Masse von $\sim 10^9 M_{\odot}$, die aus einer alten Population (~ 100 Gyr) stammt, würde eine K-Band-Leuchtkraft L_K von $\sim 2 \times 10^7 L_{\odot}$ haben, wenn man annimmt, daß der mittlere Sterntyp ein K5-Zwerg ist ($\frac{L_K}{M} \approx 0.02$; s. Anhang in Schreiber 1998). Daraus folgt eine K-Band-Flußdichte von ~ 6 mJy für diese alte Population. Dies entspricht in etwa dem gesamten Fehler der Flußkalibration für eine Apertur von $3.6''$. Da das nukleare Kontinuum in NGC 3227 deutliche nicht-stellare Beiträge hat und eine genaue Untersuchung des nuklearen Sternhaufens mit Hilfe der 3D-Daten nicht möglich ist, kann die stellare Masse nicht besser eingegrenzt werden.

5.9 Die Dicke der Galaxienschibe

Für das vollständige Verständnis der Dynamik und der Verteilung des molekularen Gases ist die Kenntnis der Scheibendicke von Interesse. Neben der vernachlässigbaren thermischen Linienbreite (< 1 km/s) hat die Geschwindigkeitsdispersion im wesentlichen zwei Beiträge, die nicht aus Überlagerung verschiedener geordneter Bewegungen bestehen. Dies ist zum einen die intrinsische turbulente Geschwindigkeitsdispersion, die die einzelnen Molekülwolken aufweisen und die sich in der Scheibendicke widerspiegelt. Zum anderen erhält man einen Beitrag durch den Effekt, daß bei einer inklinierten, endlich dicken Scheibe die Durchstoßpunkte entlang der Sichtlinie auf unterschiedlichen Radien und daher bei unterschiedlichen Rotationsgeschwindigkeiten liegen. Man kann die Dicke der Galaxienschibe aus der beobachteten Geschwindigkeitsdispersion abschätzen, wenn man diese zuvor für Beiträge aufgrund des sog. 'Beam smearings' korrigiert. Beim "Beam smearing" wird durch die endliche Beamgröße die Linie aufgrund der Steigung der Rotationskurve verbreitert.

Es existieren mehrere Methoden, die Dicke der Scheibe aus der gemessenen Geschwindigkeitsdispersion abzuschätzen. Diese können anhand der gemessenen Daten und dem Modell 3DMod überprüft werden. Wie ich im Folgenden zeige, hat sich aus den Untersuchungen, die ich an den ^{12}CO (2-1)-Daten mit einer Winkelauflösung von $0.6''$ durchgeführt habe, ergeben, daß die Galaxienschibe in dem hier untersuchten Gebiet bis zu einem Radius von etwa $4''$ (340 pc) eine Dicke haben muß, die geringer als etwa 25 pc ist, und wahrscheinlich ~ 10 pc FWHM hat. Im Folgenden werde ich zuerst einige theoretische Beziehungen sowie die damit verbundenen Annahmen aufzeigen, um anschließend die Ergebnisse an den Daten und dem Modell zu testen.

5.9.1 Korrektur für Beiträge der Rotationskurve aufgrund der Auflösung

Um die tatsächliche Geschwindigkeitsdispersion σ_{real} aus der beobachteten Dispersion σ_{obs} zu erhalten, muß man gegebenenfalls für Beiträge aus der Rotationskurve korrigieren. Diese Beiträge entstehen dadurch, daß man aufgrund des endlichen Winkeldurchmessers des Beams schnelle räumliche Änderungen des Geschwindigkeitsfelds nicht mehr auflöst und so auch Beiträge bei sowohl niedrigeren als auch höheren Geschwindigkeiten beobachtet. Dies führt zu einer zusätzlichen Verbreiterung der gemessenen Linie, und damit zu einer Erhöhung der tatsächlichen Dispersion σ_{real} . Man kann diesen Beitrag abschätzen, in dem man die Gradienten im beobachteten Geschwindigkeitsfeld verwendet.

In NGC 3227 beobachtet man eine Dispersion von $\sigma_{obs} \approx 30 \text{ km/s}$ (aus der Karte der Geschwindigkeitsdispersion (2. Moment), s. auch 4.4.1) in den Gebieten, die nur zirkularen Komponenten haben (s. 5.5). In dem radialen Bereich von $0.35''$ - $2.0''$ liest man einen maximalen Gradienten im beobachteten Geschwindigkeitsfeld von $\sim 68 \frac{\text{km/s}}{''}$ ab. Daraus folgt eine $\text{FWHM}_{rot} \sim 41 \text{ km/s}$ in einem $0.6''$ Beam bzw. $\sigma_{rot} = \frac{\text{FWHM}_{rot}}{2\sqrt{\ln(2)}} \approx 25 \text{ km/s}$.

Daraus ergibt sich nach quadratischer Entfaltung (Gleichung 3.1) eine intrinsische Geschwindigkeitsdispersion des molekularen Scheibengases von $\sigma_{real} \approx 17 \text{ km/s}$.

5.9.2 Die theoretischen Beziehungen zwischen Geschwindigkeitsdispersion und Dicke

Es werden drei Methoden diskutiert. Die ersten beiden Beziehungen (Quillen et al. 1992, Combes & Becquaert 1997) sind für Gasscheiben in Potentialen, wie sie z.B. in elliptischen Galaxien oder den Bulges von Spiralgalaxien vorkommen. Die dritte Methode (Downes & Solomon 1998, Mestel 1973) bezieht sich auf Scheiben mit flachen Rotationskurven. Alle drei Methoden sind im Fall von NGC 3227 relevant, da die Kernregion von Spiralgalaxien durch den Übergang vom Scheiben- auf das Bulgepotential geprägt wird.

Man erhält aus diesen verschiedenen Abschätzungen in guter Übereinstimmung eine sehr dünne Scheibe in den zentralen $5''$. Die Scheibendicke liegt in etwa zwischen $\sim 11 \text{ pc}$ und $\sim 26 \text{ pc}$.

Unter der Annahme eines hydrostatischen Gleichgewichts für eine Gasscheibe leiten Quillen et al. (1992) in der Äquatorebene eines achsensymmetrischen Potentials folgende Näherungsbeziehung her:

$$\frac{h}{R} = \frac{q\sigma}{v} \quad (5.8)$$

Dabei ist v die Rotationsgeschwindigkeit bei einem Radius R in der Scheibe, h ist die Dichteskalenhöhe der Scheibe, σ die Geschwindigkeitsdispersion und q das Achsenverhältnis des Potentials. Für nahezu sphärische Systeme ist das Potential näherungsweise eine Funktion von $R^2 + z^2/q^2$ mit $R^2 = x^2 + y^2$, wobei xyz die Koordinaten sind, in denen das Potential beschrieben wird. Dabei haben prolate Systeme ein Wert von $q > 1$ und oblate Systeme ein $q < 1$. Setzt man nun die Werte für NGC 3227 von $v(1.3'') = 163 \text{ km/s}$ und $\sigma \approx 17 \text{ km/s}$ ein, so erhält man eine Scheibendicke von etwa $(13 \text{ pc})/q$.

Combes & Becquaert (1997) haben eine weitere Beziehung zwischen Dispersion und Dicke abgeleitet. Dabei ist die Gasebene in ein äußeres Potential mit einer größeren Skalenhöhe eingebettet. Die Beschleunigung aufgrund der Gravitation nahe der Ebene kann durch K_z z angenähert werden, wobei das Dichteprofil in z -Richtung gaußförmig ist:

$$\rho_{gas} = \rho_{0_{gas}} e^{-\frac{1}{2} \frac{K_z z^2}{\sigma_{gas}^2}}. \quad (5.9)$$

Damit ist die charakteristische Höhe des Gases:

$$h_{gas} = \frac{\sigma_{gas}}{\sqrt{K_z}} \quad (5.10)$$

mit $K_z = 4\pi G\rho_0$, wobei $\rho_0(r)$ die gesamte Massendichte in der Ebene (also Sterne plus dunkle Masse) beschreibt, in die das Gas eingebettet ist. Dies ergibt für NGC 3227 bei einer Dispersion von $\sigma = 17$ km/s und einem ρ_0 , abgeschätzt aus der gemessenen dynamischen Masse $M_{dyn} = 4.4 \times 10^9 M_\odot$ (s. 5.2) in einer Kugel mit einem Radius von 289 pc, eine Dicke von 11 pc FWHM. Der Radius von 289 pc entspricht einem Winkelmaß von 3.2'' und enthält den gesamten ^{12}CO -Linienfluß des Gasrings. Weiterhin liegt dieser Wert in dem ansteigenden und somit vermutlich Bulge-dominierten Teil der Rotationskurve, so daß die Ermittlung der Dichte innerhalb eines Kugelvolumens in erster Näherung gerechtfertigt erscheint.

Downes & Solomon (1998) leiten folgende Beziehung (Mestel-Beziehung) für Scheiben mit flachen Rotationskurven her (Mestel 1963, Binney & Tremaine 1987):

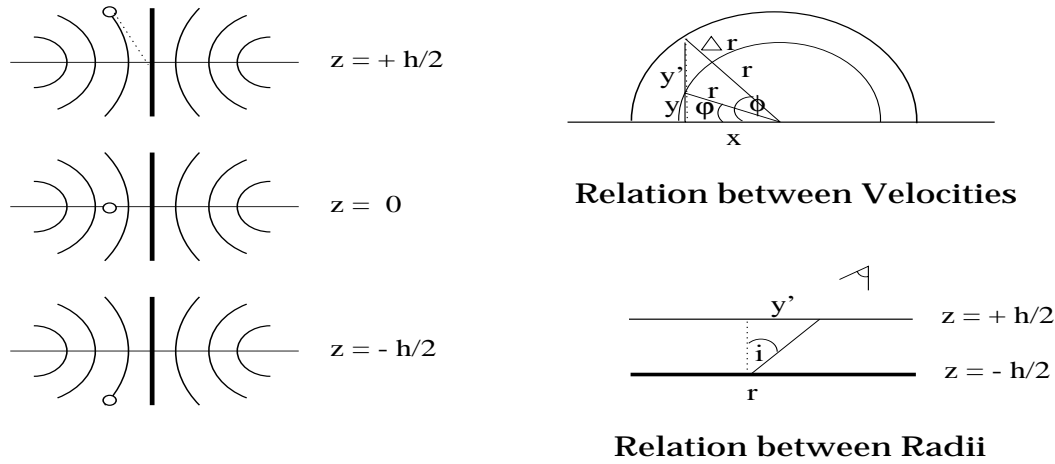
$$h \approx 1.4\sigma(R) \times \left(\frac{R}{v_{rot}}\right) \left(1 + \frac{\rho_{gas}}{18.5} \times \left(\frac{R}{v_{rot}}\right)^2\right)^{-0.5} \quad (5.11)$$

Hier sind h die FWHM der Dicke und R der Radius in [pc]. v_{rot} ist die Rotationsgeschwindigkeit in [km/s], $\sigma(R)$ die eindimensional Geschwindigkeitsdispersion und ρ_{gas} die mittlere Gasdichte in [$M_\odot \text{pc}^{-3}$]. Die gesamte Massendichte, die man aus der dynamischen Beziehung erhält, beträgt $18.5(\frac{v_{rot}}{R})^2$. Für NGC 3227 habe ich aus den mm-Daten $v_{rot}(289\text{pc}) = 256 \text{ km/s}$ und $\sigma = 17$ km/s abgeleitet. Die mittlere Gasdichte ρ_{gas} kann man aus der Gasmasse von $M_{H_2} = 8.5 \times 10^7 M_\odot$ in einer Kugel mit einem Radius von 289 pc zu etwa $0.84 M_\odot \text{pc}^{-3}$ bestimmen. Damit erhält man eine Dicke mit einer FWHM von etwa 26 pc (0.55''). Da das meiste Gas in einer Scheibe vorliegt, ist die oben ermittelte Gasdichte eine untere Grenze und die daraus folgende Scheibendicke eine obere Grenze.

5.9.3 Der Einfluß des Geschwindigkeitsfelds

Durch geometrische Überlegungen läßt sich der Beitrag zu der Geschwindigkeitsdispersion abschätzen, der sich daraus ergibt, daß man bei einer inklinierten, endlich dicken Scheibe entlang der Sichtlinie Gas bei verschiedenen Radien mit meist verschiedenen Geschwindigkeiten sieht. Dazu wurde angenommen, daß das Geschwindigkeitsfeld sich nicht stark mit der Höhe ändert. Die Beobachtung von Korotation von Gas bei großen Höhen über der Scheibe der nahen Starburst-Galaxie M82 (Sofue et al. 1992) zeigen, daß dies eine

CONTRIBUTION OF ROTATION VELOCITY TO DISPERSION



Line of Sight through Disk

Abbildung 5.7: Schematische Darstellung des Rotationsbeitrags zur beobachteten Geschwindigkeitsdispersion entlang der Sichtlinie durch eine um i inklinierte Scheibe.

gerechtfertigte Annahme ist. Im Folgenden habe ich die Größenordnung dieses Effektes abgeschätzt. Der maximale Beitrag des Geschwindigkeitsfelds zu der Geschwindigkeitsdispersion ist gegeben durch (s. auch Abb. 5.7):

$$\Delta v(r) \approx |v(r) \cdot \cos(\varphi) - v(r + \Delta r) \cdot \cos(\psi)| \quad (5.12)$$

mit

$$\cos(\varphi) = \frac{x}{r} \quad \text{und} \quad \cos(\psi) = \frac{x}{r + \Delta r} \quad (5.13)$$

Für Dicken h gilt:

$$\Delta r = \frac{y' + y}{\sin(\psi)} - r = \frac{h \cdot \tan(i) + r \cdot \sin(\varphi)}{\sin(\psi)} - r \quad (5.14)$$

mit

$$\tan(\psi) = \frac{y' + y}{x} = \frac{h \cdot \tan(i) + r \cdot \sin(\varphi)}{r \cdot \cos(\varphi)} \quad (5.15)$$

Wie man in Abb. 5.7 sieht, ist φ der Winkelabstand eines Scheibenpunkts auf der Sichtlinie in Höhe $+\frac{h}{2}$ von Zentrum gemessen von der großen Halbachse, ψ der Winkelabstand eines Scheibenpunkts auf der Sichtlinie in Höhe $-\frac{h}{2}$ vom Zentrum. Für Scheibendicken h hängt Δr von h selbst, der Inklination i , dem Winkel φ (bzw. dem Winkel ψ) sowie dem radialen Abstand r ab. Die Geschwindigkeitsdifferenz $\Delta v(r)$ erlaubt die Größenordnung des

Einflusses der endlichen Scheibendicke auf die Geschwindigkeitsdispersion abzuschätzen. Der Effekt ist in dem Bereich maximal, in dem aufgrund der Projektion und Inklination Δr am größten wird.

Für Punkte entlang der kleinen kinematischen Achse, also $\varphi = \psi = 90^\circ$, gilt, wie man leicht aus Gleichung 5.12 sieht, $\Delta v(r) = 0$. Für den zweiten Spezialfall, Punkte entlang der großen kinematischen Achse ($\varphi = 0^\circ \neq \psi$), fällt der Korrekturfaktor bei $v(r)$ weg, und $\cos(\psi)$ vereinfacht sich entsprechend (s. Gleichungen 5.14 und 5.15) zu

$$\cos(\psi) = \frac{r}{h \cdot \frac{\tan(i)}{\sin(\arctan(\frac{h \cdot \tan(i)}{r}))}} \quad (5.16)$$

Für Werte von NGC 3227 mit $r = 50 pc$, $h = 10 pc$ und $i = 56^\circ$ ergibt sich $\cos(\psi) = 0.96$ mit $\Delta r = 2.1 pc$, also ein vernachlässigbar kleiner Beitrag, da die Änderung der Rotationskurve auf 2 pc relativ gering ist.

5.9.4 Vergleich der Daten zu Ergebnissen von 3DMod

Um die in 5.9.2 erhaltenen intrinsischen Scheibendicken von 10 pc bis 20 pc an den Daten zu testen, wurden die in 5.5 ermittelten Komponenten der zirkularen Bewegung mit Galaxiendicken von 24 pc, 46 pc und 110 pc FWHM erzeugt. Dazu wurde jeweils eine beobachtete Geschwindigkeitsdispersion von 30 km/s gewählt, da wie in 5.9.3 gezeigt, der Beitrag aufgrund des Geschwindigkeitsfelds zu vernachlässigen ist, der Beitrag aufgrund des 'Beam smearings' (s. 5.9.1) nicht mehr räumlich aufgelöst werden kann und daher schon in dem zur Modellierung benutzten Dispersionswert enthalten sein muß. Aus den erzeugten Kuben wurden, wie beim Modellieren (s. 5.5), die Intensitätskarte und die pv-Diagramme erstellt.

Um die beobachtete Intensitätskarte mit den hier modellierten zu vergleichen und die Güte des Modells mit seiner Scheibendicke h festzustellen, wurden die Residuen der Differenz der beiden Karten betrachtet. Wenn die Residuen der Differenz größer wurden, als man es aufgrund des Rauschen in den beobachteten Daten erwarten würde, wurde die Scheibendicke als zu hoch gewertet. Als Rauschen in einer von N Kanalkarten des beobachteten Datenkubus wurde ein Wert von $\delta x = 4.6$ mJy/beam (rms-Wert) ermittelt. Unter der Annahme Gauß'scher Fehlerfortpflanzung erhält man $\sqrt{N} \times \delta x = 25.2$ mJy/beam für die Summe über N Kanäle. Dabei liegen die Residuen für den Fall einer Scheibe mit 110 pc FWHM deutlich (in etwa um einen Faktor 1.5) über diesem Grenzwert, bei einer 46 pc FWHM dicken Scheiben gerade noch darüber, so daß eine Dicke von etwa 30 pc als obere Grenze für die Scheibe angesehen werden kann. (Wiederum unter der Annahme, daß das Geschwindigkeitsfeld sich nicht mit der Höhe ändert, s. Beschreibung von 3DMod in 2.3). Scheibendicken kleiner als 17 pc wurden nicht verwendet, da dies die Größe der Auflösungselemente der Daten war.

Die pv-Diagramme für alle drei Fälle stimmen relativ gut mit den beobachteten überein. Allerdings wird die unterste Konturlinie (3σ -Linie) nur im Fall der kleinsten Dicke gut vom Modell getroffen. D.h., daß die schwachen ausgedehnten Strukturen nur bei einer geringen Dicke gut vom 3DMod reproduziert werden können. Dies spricht dafür, daß die

beim Dekomponieren verwendete Scheibendicke von etwa 17 pc zutreffender ist, als eine mögliche Scheibendicke von 30 pc, die etwas größer als die in 5.9.2 ermittelte obere Grenze für die Scheibendicke ist.

5.10 Die Anwendung von 3DRings

Um die komplexe Dynamik in den inneren 50 pc von NGC 3227 (s. 4.4.3) zu analysieren, wurden die Daten mit 3DRings (s. 2.5) modelliert. Dabei ist eine Lösung sowohl für den Warp-Ansatz (5.10.1) als auch den Balken-Ansatz (5.10.2) gesucht worden. Für den Warp-Ansatz erhält man im Rahmen der Möglichkeiten des Modells eine sehr gute Anpassung. Die bestmögliche Lösung für den Balken-Ansatz kann die Daten nicht vollständig erklären.

Für alle Modelle wurden Inklination, Positionswinkel der großen Achse und Rotationskurve wie in 5.2 und 5.3 ermittelt und ohne Fehler angenommen. Die Fehler dieser Größen beeinflussen die Modelle nur insoweit, daß sie insgesamt größere Parameterräume eröffnen. Um jedoch die Qualität und damit die Einzigartigkeit der gefundenen Lösung zu testen, sind nur die internen Fehler in den Modellparameter ausschlaggebend, da eine Änderung in z.B. der Inklination eine Änderung der gesamten Modellparameter zur Folge hätte, die internen Fehler der Modellparameter sich jedoch nicht wesentlich ändern würden. Die Fehler der einzelnen Modellparameter wurden experimentell ermittelt, in dem jeweils ein Parameter so weit geändert wurde, bis eine deutliche Abweichung zu den angepaßten Daten zu erkennen war, d.h. etwa Abweichungen von mehr als 10 km/s oder 0.1" in den pv-Diagrammen und mehr als 10° in dem Positionswinkel von Strukturen in der Karte. Im Anhang E.2 sind einige dieser Modelle an den jeweiligen Fehlergrenzen dargestellt.

Um den Vergleich zwischen Daten und Modell zu verbessern, ist der Kontrast des Bildteils mit hohen Raumfrequenzen gegenüber dem mit niedrigen Raumfrequenzen mit Hilfe des im Anhang beschriebenen Algorithmuses (3D Lucy) verstärkt worden. D.h., alle Quellkomponenten der behandelten Daten sind auch in den unbehandelten Daten vorhanden (Abb. 4.8). Die Anpassung des Modells an die Daten erfolgte über den Vergleich der Intensitätskarten, der Geschwindigkeitsfelder und der pv-Diagramme entlang verschiedener Positionswinkel.

Im Folgenden werden die beiden Ansätze sowie ihre Modellparameter einzeln dargestellt. Daran anschließend werden die Folgen dieser Ergebnisse (5.10.3) diskutiert.

5.10.1 Der Warp-Ansatz

Motivation: Wie in 4.4 gezeigt wurde, ist die Bewegung des molekularen Gases in der inneren 1" komplex, jedoch wohl geordnet. Eine mögliche Erklärung ist die Bewegung in einem Balkenpotential, wie sie in 5.10.1 untersucht wird. Bei dieser Untersuchung ergibt sich, daß es insbesondere nicht möglich ist, die mehrfachen scheinbaren Wechsel im Rotationssinn in Richtung der kleinen kinematischen Achse zu modellieren. Hinzu kommt, daß die NIR-Daten von NGC 3227 zwar einen Hinweis auf einen zentralen Sternhaufen geben, aber keinen Hinweis auf einen starken Balken, der das Gravitationsfeld in der inneren Bogensekunde dominieren könnte. Daher wird hier die Möglichkeit einer Wölbung in der

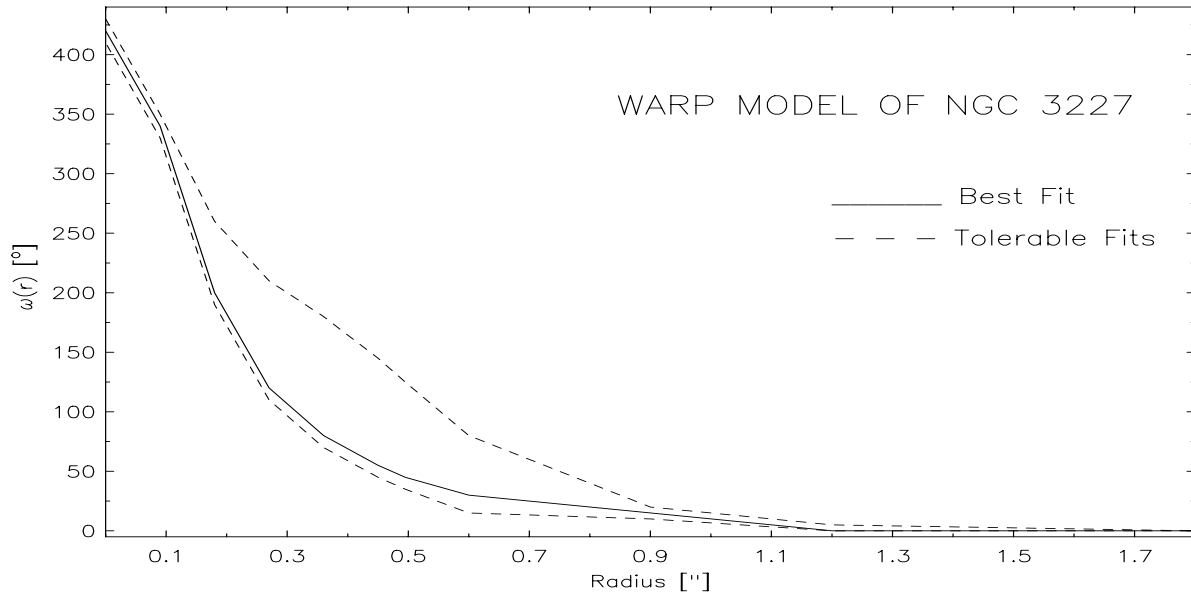


Abbildung 5.8: ω -Kurve des Warp-Ansatzes in NGC 3227. Die durchgezogene Linie stellt die beste Anpassung an die Daten dar. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich, in dem man gerade noch befriedigende Anpassungen an die Daten erhält (s. Text und Abbildungen in Anhang E.2).

Gasscheibe betrachtet. Dies ist, wie in 2.4 bereits diskutiert, die einzige weitere mögliche Beschreibung von langfristig stabilen Gasbewegungen. An Positionen von vertikalen Resonanzen kann Gas (analog zu Sternen s. 2.4.3.2) die galaktische Ebene verlassen und damit wahrscheinlich die für den Warp-Ansatz notwendigen 3-dimensionalen Bahnen bevölkern. Hinzu kommt, daß man solche Wölbungen auch in den Akkretionsscheiben um die zentralen Massen beobachtet und die stellaren Bahnen in sphärischen Potentialen nicht mehr in einer Ebene verlaufen müssen. Mechanismen, die im Fall von NGC 3227 für die Wölbung der Scheibe verantwortlich sein können, werden in 5.10.3 und 2.4.2 diskutiert.

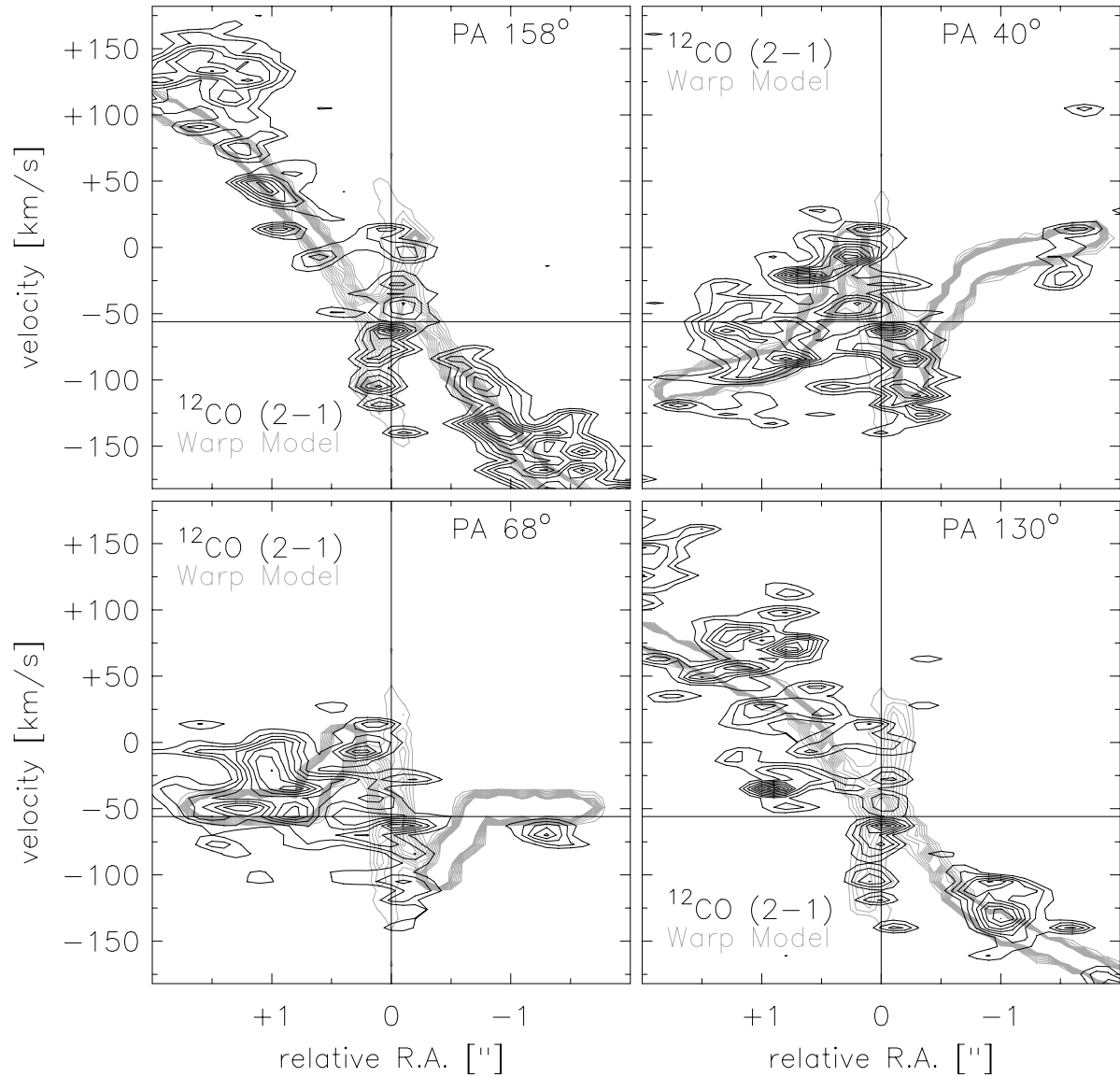


Abbildung 5.9: pv-Diagramme zum Warp-Ansatz in NGC 3227. Die Kontrast-erhöhten Daten sind in schwarzen Konturen von 20% bis 100% in 10% Schritten dargestellt. Das Modell (graue Konturen), das ab einem Radius von 1 pc gerechnet wurde, ist in Konturen von 2% bis 20% in Schritten von 2% gezeigt.

Zusammenfassung: Man kann den beobachteten xyv-Kubus mit der Warp-Lösung von 3DRings sehr gut anpassen (siehe Abb. 5.9 und 5.10). Die verbleibenden Abweichungen zwischen Modell und Daten sind im wesentlichen auf die Annahme einer gleichförmigen Dichteverteilung im Modell zurückzuführen. Ein Abtasten des Parameterraums hat gezeigt, daß man genau eine geometrische Lösung des 3-dimensionalen xyv-Kubus erhält, die diese gute Anpassung an die Daten liefert. Dabei kann diese Lösung durch zwei Modell-Ansätze, für prograde und retrograde Präzession, erhalten werden.

Bei dieser Lösung wölbt sich die Gasscheibe von Süden aus über den Kern. Der Warp fängt bei einem Radius von etwa 100 pc (1.2'') an. Die Scheibensegmente stehen bei etwa 30 pc (0.36'') senkrecht auf der Galaxienebene. Weiter innen setzt sich der Warp fort, wobei seine Krümmung immer stärker wird. Im Verlauf wird der AGN mindestens einmal bedeckt. Dieses Verhalten wird ausführlicher in 5.10.3 diskutiert.

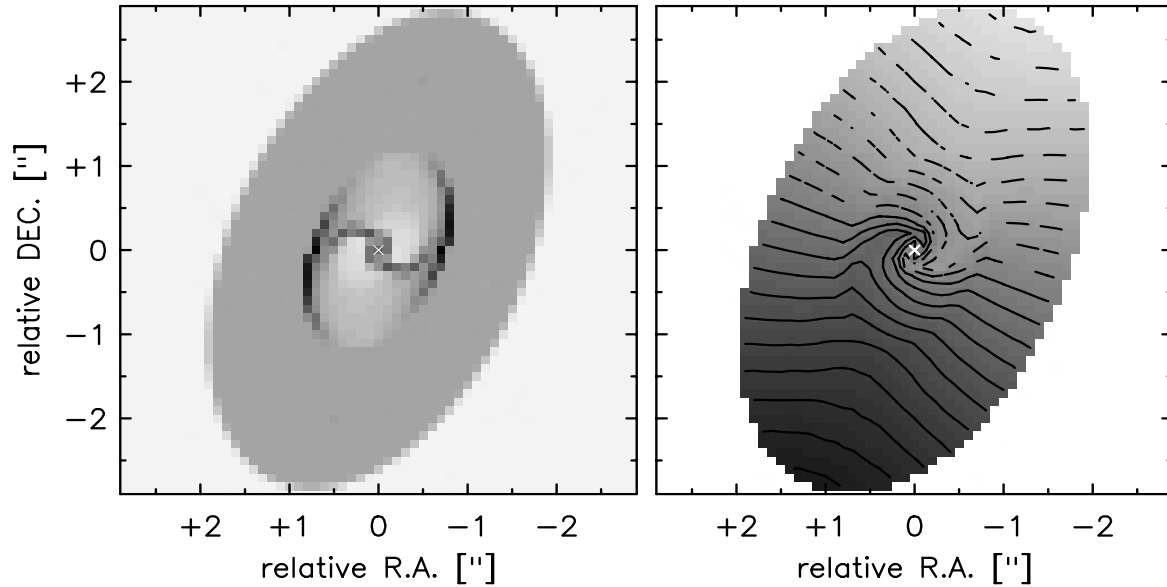


Abbildung 5.10: Intensitätskarte (links) und Geschwindigkeitsfeld (rechts) des Warp-Ansatzes in NGC 3227. Die Konturen des Geschwindigkeitsfelds liegen bei -200 km/s bis 200 km/s in Schritten von 20 km/s. Die negativen Geschwindigkeiten sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

Rotationskurve: Die Rotationskurve wird als gegeben angenommen und in den inneren Parsec durch die Kepler'sche Rotationskurve einer unaufgelösten Punktmasse ersetzt. Ho (1998) gibt für NGC 3227 aus H β Reverberation(Widerhall)-Kartierung eine Schwarzsloch-Masse M_{BH} von $3.8 \times 10^7 M_{\odot}$ an, wobei er eine Entfernung der BLR von 17 Lichttagen und eine FWHM(H β) von 3900 km/s verwendet (ohne jedoch die Referenzen dafür anzugeben). Diese Werte stimmen mit den Beobachtungen von Winge et al. (1995) und Salamanca et al. (1994) überein. Für unsere beste Anpassung ist jedoch eine in den inneren 20 pc eingeschlossene Masse von $2 \times 10^7 M_{\odot}$ besser, was im Rahmen der Meßgenauigkeit mit dem Wert aus den H β -Messungen übereinstimmt.

Präzession: Wie in 2.5 beschrieben, wird die Präzession aus der Rotationskurve und zwei Konstanten $\varepsilon\Delta t$ und α_o errechnet. Da die Rotationskurve als vorgegeben angenommen wird, kann man eine Lösung für $\varepsilon\Delta t$ und α_o suchen. Dabei zeigt sich, daß die Wahl von α_o entscheidet, ob sich gegenläufige Rotation in der beobachteten Orientierung im Geschwindigkeitsfeld ergibt oder nicht. Man erhält für α_o einen Wert von $(-120 \pm 20)^\circ$ gemessen von der großen Achse der Galaxie. Das entsprechende $\varepsilon\Delta t$ hat einen Wert von (-0.027 ± 0.007) . Ein Test zeigt jedoch, daß man auch für ein $\varepsilon\Delta t > 0$ und einen entsprechenden Wert für α_o eine kinematisch identische Lösung finden kann. Dies bedeutet, daß die Präzession sowohl prograd als auch retrograd relativ zur Rotation der Galaxie sein kann (s. 2.5).

Neigung des Warp: Die Neigung des Warp wird durch die Neigungskurve $\omega(r)$ der einzelnen Ringe gegeben. Die erhaltene Neigungskurve ist stetig. Es zeigt sich, daß es nicht möglich ist, die beobachtete gegenläufige Rotation zu erzeugen, wenn man $\omega(r)$ nur bis 90° ansteigen und dann wieder auf 0° fallen läßt oder bei 90° festhält. Die Kurve $\omega(r)$ mit ihren Fehlergrenzen ist in Abb. 5.8 dargestellt. Um die optimale Anpassung zu erreichen, muß sich der Warp um 360° drehen. Wie in Pringle (1997) gezeigt, ist es möglich, stabile Warps bis zu 180° in Akkretionsscheiben zu erzeugen. Inwieweit, es möglich ist, größere Winkel zu stabilisieren, ist unklar. Jedoch zeigen Rechnung für Bulges von elliptischen Galaxien, daß 3-dimensionale stabile stellare Bahnen existieren, d.h. Bahnen, die aus der Ebene heraus führen.

5.10.2 Der Balken-Ansatz

Motivation: Die Beschreibung von Gasbewegungen durch elliptische Bahnen, die durch ein Balkenpotential hervorgerufen werden, ist ein allgemein anerkannte Methode nicht-zirkulare aber doch geordnete Bewegungen in externen Galaxien zu erklären (s. 2.4.3). Dies stellt, wie bereits in 2.4.3 diskutiert, die einzige Möglichkeit dar, nicht-zirkulare, planare, langfristig stabile Gasbewegungen zu beschreiben. Da jedoch die NIR-Daten keinen Hinweis auf einen starken nuklearen stellaren Balken liefern, erscheint dieser Ansatz nicht völlig gerechtfertigt. Insbesondere können bei fehlendem starkem Balken keine zusätzlichen starken Strömungsbewegungen entlang des Balkens herangezogen werden, um den (unter verschiedenen Positionswinkeln) beobachteten zum Teil zweifachen scheinbaren Wechsel des Rotationssinns zu erklären.

Zusammenfassung: Es ist nur möglich, eine zufrieden stellende Anpassung an das pv-Diagramm entlang der großen kinematischen Achse zu erhalten (Abb. 5.12). Die Lösung weist (entsprechend der Randbedingung) einen glatten Verlauf auf (Abb. 5.11) und entspricht einem starken Balken, der mit einem Versatz von etwa -30° relativ zur der großen kinematischen Achse liegt. Dieser Balken hätte dabei eine Ausdehnung von etwa $0.6''$. Diese Lösung liefert jedoch eine unbefriedigende Modellierung des xyv-Datenkubus, da die Anpassung für pv-Diagramme in Richtung der kleinen kinematischen Achse im Widerspruch zu den Daten stehen. Insbesondere erwartet man in diesem pv-Diagramm ebenfalls eine gegenläufige Rotation in den inneren $0.6''$ zu sehen, während die beste Lösung nur wieder eine Zunahme in Geschwindigkeit erzeugt. Daraus ergibt sich sofort, daß auch das

modellierte Geschwindigkeitsfeld im Widerspruch zu dem beobachteten steht (Abb. 5.13).

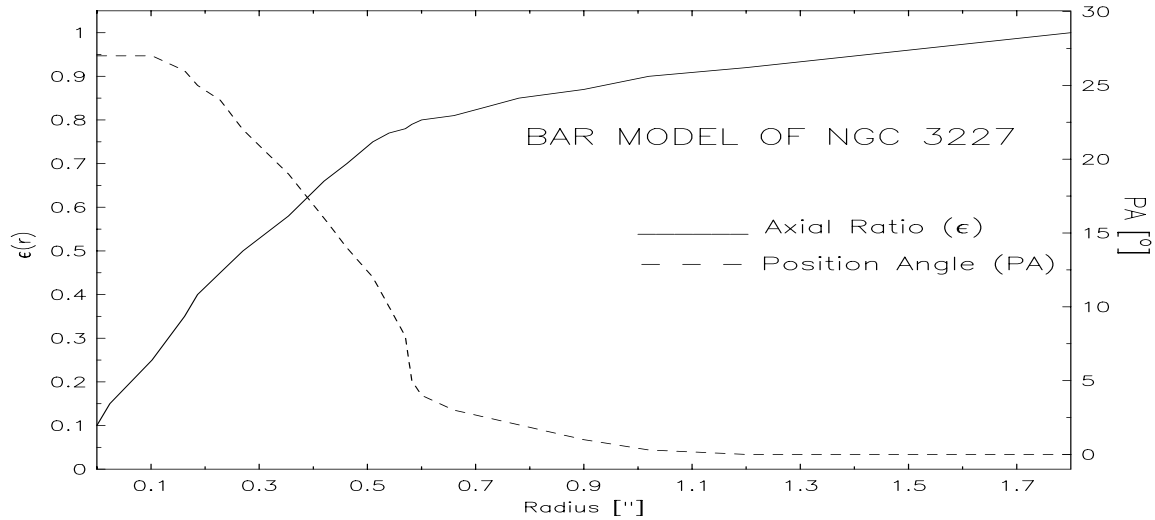


Abbildung 5.11: Die Kurven von PA und ϵ des Balken-Ansatzes in NGC 3227. Die ϵ -Kurve (durchgezogene Linie) und PA-Kurve (gestrichelte Linie) für das beste Balken-Modell. Da selbst das beste Modell keine befriedigende Anpassung an die Daten liefert, wurde kein Bereich für die Fehler angegeben.

Überprüfung des Lösungsansatzes: Um den für NGC 3227 gewählten Balken-Ansatz und die daraus folgende unbefriedigende Lösung zu verifizieren, vergleiche ich das Geschwindigkeitsfeld der zentralen 2" in NGC 3227 zu dem Geschwindigkeitsfeld an der Position der ILR und des Balkens in NGC 1068. In NGC 1068 ist es möglich, mit dem Balken-Ansatz von 3DRings sowohl die Struktur und Dynamik der Spiralarm an der ILR als auch die Drehung des Geschwindigkeitsfelds durch den Balken erfolgreich zu modellieren (s. 8.5). Damit bietet es sich an, das Geschwindigkeitsfeld der inneren 2" in NGC 3227 zu dem großräumigen von NGC 1068 zu vergleichen. Zu dem Vergleich habe ich jeweils die kleine kinematische Halbachse verwendet, in der die Geschwindigkeit sich von rot- nach blauverschoben ändert. In NGC 1068 ist dies die nördliche Halbachse und in NGC 3227 die östliche. Bei einer ILR erwartet man demnach, daß die Geschwindigkeit blauverschoben wird. Bei einem Balken hingegen wird die Geschwindigkeit rotverschoben relativ zur Systemgeschwindigkeit. In NGC 3227 ist die Geschwindigkeit rotverschoben und deutet damit auf einen Balken hin. Dieser Balken läge in etwa entlang der großen kinematischen Achse ($PA \sim -15^\circ$) und hätte eine Länge von etwa 0.5". Dies bedeutet, daß die Bewegung von x_1 -artigen Bahnen (elliptische Bahnen entlang des Balkens) dominiert wird. Damit ist die oben gefundene Lösung in Übereinstimmung mit dieser Überlegung. Auch ein Vergleich zu den Modellen von Wozniak & Pfenniger (1997), die für in sich selbst konsistente Modelle von Balkengalaxien die Geschwindigkeitsfelder und die 'Rotationskurven' gerechnet haben, zeigt ebenfalls, daß man entlang der großen kinematischen Achse gegenläufige Rotation erhalten kann, jedoch nicht entlang der kleinen kinematischen Achse (ihre Abb.5).

Damit ist das hier erhaltene Ergebnis in Übereinstimmung zu Modellrechnungen.

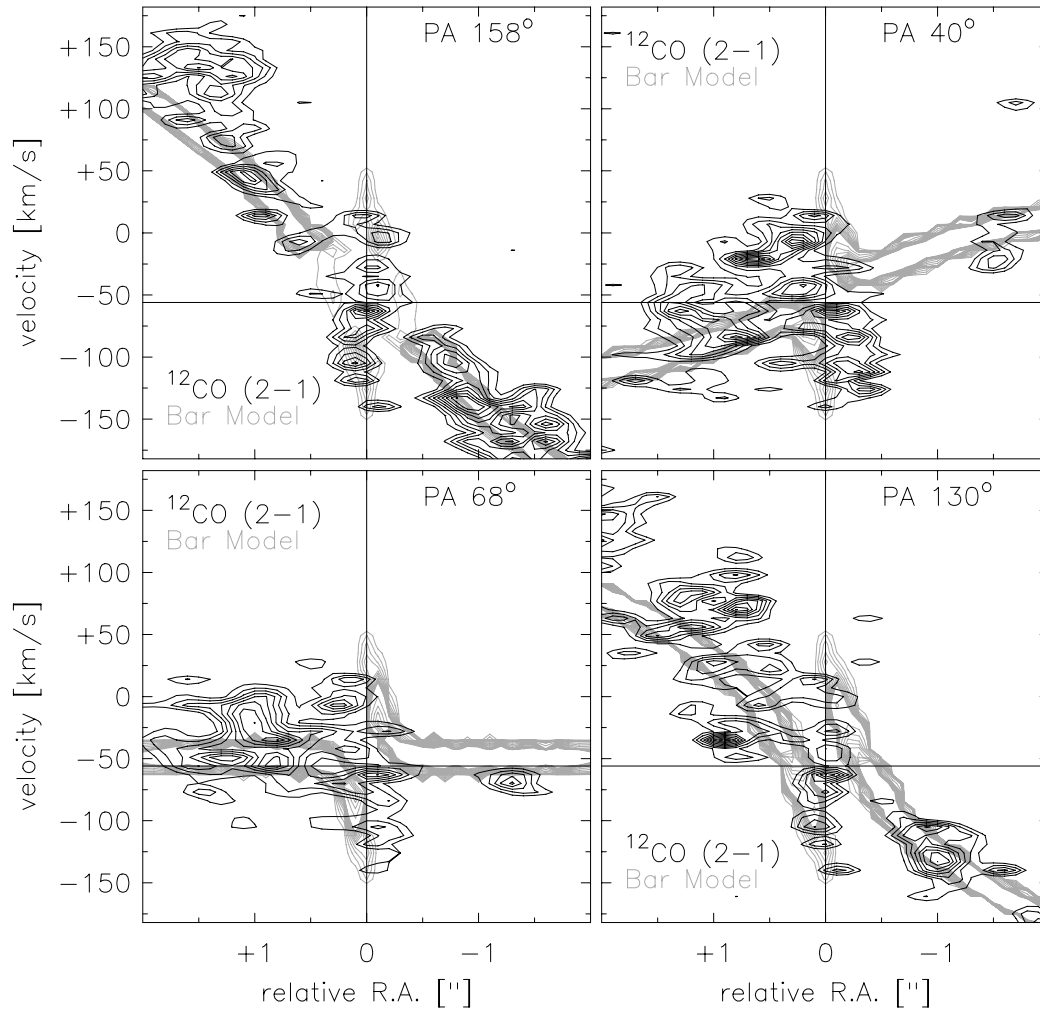


Abbildung 5.12: pv-Diagramme des Balken-Ansatzes in NGC 3227. Die Kontrast-erhöhten Daten sind in schwarzen Konturen von 20% bis 100% in 10% Schritten dargestellt. Das Modell (graue Konturen), das ab einem Radius von 1 pc gerechnet wurde, ist in Konturen von 2% bis 20% in Schritten von 2% gezeigt.

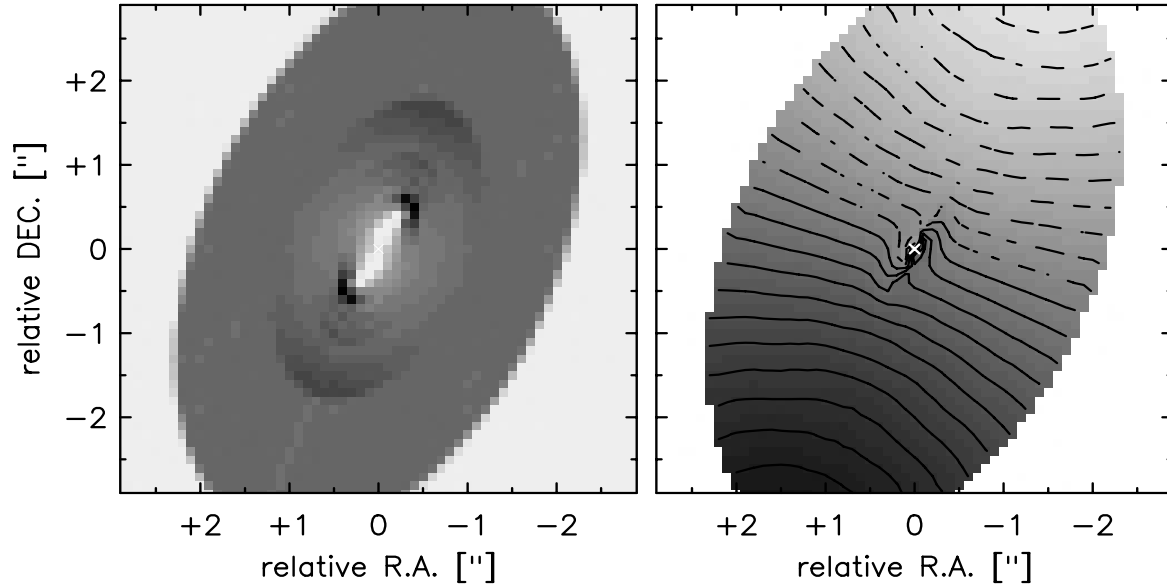


Abbildung 5.13: Intensitätskarte (links) und Geschwindigkeitsfeld (rechts) des Balken-Ansatzes in NGC 3227. Die Konturen des Geschwindigkeitsfelds liegen bei -200 km/s bis 200 km/s in Schritten von 20 km/s. Die negativen Geschwindigkeiten sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

5.10.3 Diskussion der beiden Ansätze

Ein Vergleich der jeweils besten Lösung beider Ansätze zeigt, daß die 3-dimensionale Warp-Lösung eine wesentlich bessere Anpassung an die Daten liefert. Es zeigt sich, daß mit dem planaren Balken-Ansatz die beobachtete gegenläufige Rotation in Richtung der kleinen kinematischen Achse nicht anzupassen ist, obwohl die Dynamik entlang der großen kinematischen Achse gut modelliert werden kann. Dies bedeutet, daß die Dynamik der inneren 0.8" in NGC 3227 nicht durch ein reines planares System mit geordneten Bahnen erklärt werden kann. Damit ist aus der Modellierung zu schließen, daß die Gasscheibe in den inneren 70 pc gewölbt ist. Zudem beobachtet man molekulares Gas bis zu einem Radius von etwa 15 pc, daß damit relativ gleichförmig auf Bahnen mit Radien > 10 pc verteilt ist. Der Einfluß von Strahlungstransport kann vermutlich weitestgehend vernachlässigt werden, da die geometrisch bedingte Geschwindigkeitsdispersion in der inneren 1" hoch ist. Weiterhin würde man bei einem System mit starkem Einfluß von Strahlungstransport, also starker gegenseitiger Abschattung, eher erwarten, daß ein planares Modell die Daten besser als das 3-dimensionale erklären könnte. Eine höhere räumliche und spektrale Auflösung sowie eine höhere Empfindlichkeit sollten es ermöglichen, die Dynamik und Verteilung des molekularen Gases bis in unmittelbare Nähe der Akkretionsscheibe zu verfolgen.

Im Folgenden habe ich nochmals das Für und Wider der beiden Ansätze ausführlicher aufgeführt.

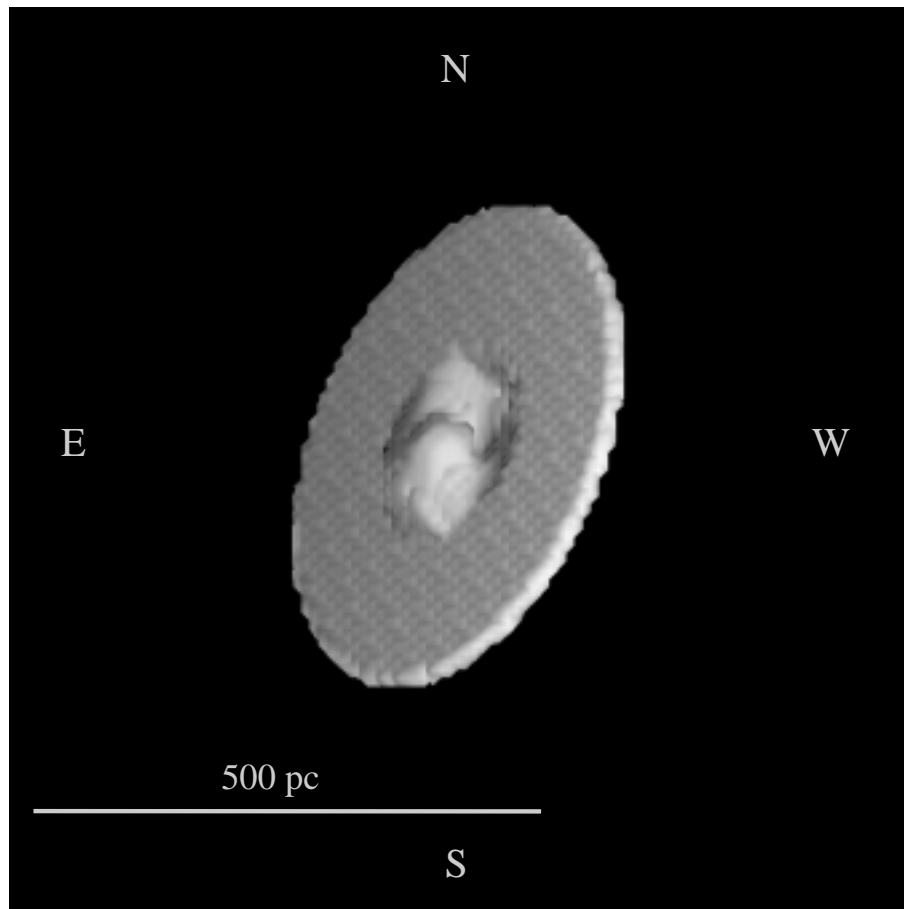


Abbildung 5.14: 3-dimensionale räumliche Darstellung des Warp-Modell in NGC 3227 am Himmel. Die hellen Regionen entsprechen Gebieten, die sich entlang der Sichtlinie näher zum Betrachter befinden, die dunklen Regionen entsprechen weiter entfernten Gebieten.

Pro und Kontra Warp Die sehr gute Anpassung der Daten durch einen Warp spricht eindeutig für dieses Modell. Theoretische Analysen mit Bahnrechnungen und Vielteilchen-Rechnungen für Sterne zu dem Problem der Bulge-Entstehung und Balken-Auflösung (z.B. Norman et al. 1996, Hasan et al. 1993, Combes et al. 1990) zeigen, daß bei genügend hoher zentraler Massendichte 3-dimensionale stabile stellare Bahnen entstehen, die die sog. 'boxy' oder 'peanut'-Form des Bulges begünstigen und damit zu einer Auflösung des Balkens im Zentrum führen können. Der für diesen Effekt interessante Bereich ist die Gegend, in der das Balkenpotential in etwa die gleiche Stärke wie das Bulge-Potential der zentralen Masse hat, also der Bereich der ILR. Dann kann sich neben der radialen ILR auch eine vertikale ILR entwickeln, die die Sterne veranlaßt, die Galaxienebene zu verlassen. Vergleichbare Rechnungen für Gas sind mir nicht bekannt und existieren meines Wissens noch nicht. Für Gas ist jedoch ein ähnliches Verhalten zu erwarten. Da Gas im Gegensatz zu Sternen dissipativ ist, ist anzunehmen, daß es sich auf geordneten sich nicht überkreuzenden Bahnen organisiert.

Der Vergleich der verschiedenen Drehmomente, die auf die innere Gasscheibe einwirken können und deren Herleitung in 2.4 und 2.4.2 sowie im speziellen Fall von NGC 3227 in Tab. 5.4 gegeben ist, zeigt, daß sowohl der Gasdruck des Ionisationskegels als auch die nicht an der zirkularen Rotation teilnehmenden molekularen Gaswolken im Rahmen der Ungenauigkeiten in der Abschätzung und den Meßgrößen den Warp stabilisieren können. Während Wolken nur *transiente* Phänomene darstellen, ermöglicht es der Ionisationskegel ein stabiles Drehmoment über eine lange Zeit aufrecht zu erhalten. Dagegen scheidet der Strahlungsdruck des inneren Radiojets, der wahrscheinlich zusammen mit dem Strahlungsfeld des Kerns selbst die Wölbung in Akkretionsscheiben verursacht (Pringle 1996 und 2.4.2), aus. Ein Einfluß eines achsensymmetrischen Potentials scheidet unter den in 2.4.2 beschriebenen Randbedingung ebenfalls aus, jedoch betrachtet man hier den Bereich sich schnell ändernder Rotationsgeschwindigkeit und der Ansatz mag nicht völlig gerechtfertigt sein.

Ein Nachteil zeigt sich jedoch in der 3-dimensionalen räumlichen Betrachtung (Abb. 5.14). Der direkte Blick auf den AGN wird durch die Wölbung der Gasscheibe anscheinend blockiert. Dies steht im Widerspruch zu dem vereinheitlichenden Modell von Seyfert-Galaxien, das für Seyfert 1-Galaxien einen freien Blick auf den Kern prognostiziert. Dieses Problem könnte durch die nicht vollständige Besetzung der Bahnen ('Clumping') oder nicht ganz zirkuläre Bahnen gemindert werden. Es gibt jedoch Hinweise auf extinguiertes Material im Kern von NGC 3227 durch optische Beobachtungen (s.u.) und Röntgenbeobachtungen, die einen warmen Absorber fordern (Komossa et al. 1997), der sich allerdings in nächster Umgebung zum AGN selbst befände.

Die unterschiedliche Klassifikation von NGC 3227 sowohl als Seyfert 2 als auch als Seyfert 1 hängen mit der hohen Variabilität des Kerns zusammen. Khachikian & Weedman (1974) klassifizierten NGC 3227 als erste, und zwar als eine Seyfert 2-Galaxie. In einer Untersuchung mit einem höheren S/N von Osterbrock (1977) stellte sich der Kern als ein Seyfert 1.2-Kern dar. Diese neue Klassifikation wurde in weiteren Messungen von Heckman et al. (1981) und Peterson et al. (1982) bestätigt. Jedoch bemerken Schmidt & Miller (1985), daß die allgemeine geringe (und variable) Stärke des Emissionslinien-Spektrums eher dem einer Seyfert 2 entspricht. Dies bedeutet, daß entweder der Kern in NGC 3227 für eine Seyfert 1-Galaxie relativ schwach ist oder aber abgeschwächt wird.

Man kann das Warp-Modell auch mit Ergebnissen aus Messungen der optischen Polarisation vergleichen. Sowohl Thompson et al. (1980) als auch Schmidt & Miller (1985) beobachten eine Polarisation von $\sim 1\%$ des Kontinuums sowie der verbotenen und erlaubten Emissionslinien im Optischen im Kern von NGC 3227. Dabei ist der Grad der Polarisation und der Positionswinkel ($PA \approx 132^\circ$) für Kontinuum und Linienemission gleich. Schmidt & Miller (1985) fordern, da die beobachtete Polarisation in den Linien und dem Kontinuum gleich ist, eine gemeinsame Ursache für die Polarisation. Diese Ursache kann nun interstellarer Natur sein oder durch Streuung hervorgerufen sein. Unabhängig vom Polarisations-Mechanismus muß eine Staubwolke den Kern von NGC 3227 umgeben. Da man auch Polarisation in der [O III]-Linie beobachtet, deutet dies darauf hin, daß zumindest ein Teil des NLR-Gases ebenfalls mit Staub vermischt ist (Schmidt

& Miller 1985). Der Positionswinkel der Polarisierung stimmt nicht genau mit dem Positionswinkel der Galaxie ($PA \sim 150^\circ$; s. 5.6) oder des Radiojets ($PA \sim -10^\circ$; Mundell et al. 1995b) überein. Jedoch ist er ähnlich dem Positionswinkel unter dem Häufungen des Scheibenmaterials in der Warp-Geometrie von NGC 3227 auftreten (s. Abb. 5.14).

Pro und Kontra innerer Balken Die Anpassung mit dem Balken-Ansatz ist unbefriedigend. Die angenommenen Geschwindigkeitsverteilung entlang einer Bahn kann sich von der in 3DRings deutlich unterscheiden. Dem steht jedoch die erfolgreiche Anpassung der Spiralarme und des Balkens in NGC 1068 (s. 8.5) sowie der Vergleich zu dem Modell 001 von Athanassoula (1992b) (s. 2.5.7) gegenüber. Zudem kann man in den für hohe Raumfrequenzen gefilterten SHARP-Karten keine Hinweise für einen Balken dieser Größe ($\sim 0.6''$) im Zentrum von NGC 3227 finden. Die geringe Elongation des Kerns im H-Band findet sich auch in dem gleich behandelten Referenzstern wieder und ist somit wahrscheinlich ein Artefakt des Teleskops. Auch in der hochaufgelösten K-Bandaufnahme ($\sim 0.2''$) von Chapman et al. (1999) ist kein Hinweis auf einen solchen Balken zu finden. Dies bedeutet, daß die Dynamik in den inneren $0.8''$ von NGC 3227 nicht durch einen inneren Balken erklärt werden kann. Um jedoch zu klären, ob andere planare Modelle in Frage kommen, bedarf es der kompletten Modellierung der möglichen Bahnen und damit des Potentials mit den damit verbundenen Schwierigkeiten, die in 2.4.3 zusammengefaßt sind.

Tabelle 5.4: Ursachen für den Warp in NGC 3227

3DRings^a	Drehmoment¹	6.4×10^{46} Nm
	Masse	$2.0 \times 10^6 M_{\odot}$
	Radius	7.7×10^{17} m
	Geschwindigkeit	60 km s^{-1}
	$\epsilon \Delta t$	2.7×10^5 yr
	Präzessionswinkel	170°
	Umlaufzeit	1.8×10^{13} s
	Inklination	90°
Potential^b	Drehmoment²	3.0×10^{10} Nm
	Masse	$2.0 \times 10^6 M_{\odot}$
	Gesamtmasse	$3.4 \times 10^7 M_{\odot}$
	Volumen	$2.9 \times 10^{36} \text{ m}^3$
GMC^c	Drehmoment³	1.4×10^{46} Nm
	Wolkenmasse	$3.7 \times 10^6 M_{\odot}$
	Kraft	5.4×10^{26} N
	Kraftarm	2.6×10^{18} m
Gasdruck^d	Drehmoment⁴	1.2×10^{46} Nm
	Teilchendichte $\frac{N}{V}$	1000 cm^{-3}
	Temperatur	1.4×10^5 K
	Gasdruck	$1.9 \times 10^{-9} \text{ Nm}^{-2}$
	Fläche	$4.7 \times 10^{36} \text{ m}^2$
	Kraftarm	1.3×10^{18} m
Strahlungsdruck^e	Drehmoment⁵	1.2×10^{39} Nm
	Spektralindex α	~ -0.9
	Konstante b	$8.4 \times 10^{-19} \text{ Wm}^{-2}$
	Leuchtkraft	8.4×10^{30} W
	Kugelfläche	$2.1 \times 10^{37} \text{ m}^2$
	Intensität	$4.0 \times 10^{-7} \text{ Wm}^{-2}$
	Strahlungsdruck	$1.3 \times 10^{-15} \text{ Nm}^{-2}$
	Fläche	$6.7 \times 10^{35} \text{ m}^2$
	Kraftarm	1.3×10^{18} m

^a nach Gleichung 2.35 und 2.32 ^b nach Gleichung 2.34 und 2.32 ^c nach Gleichung 2.38 und 2.32 ^d nach Gleichung 2.39 und 2.32 ^e nach Gleichung 2.45 und 2.32 ¹ aus den Parametern von 3DRings für nukleare Scheibe und 25 pc Radius ² aus der nuklearen Gasmasse und der dynamischen Masse in einem 25 pc Radius (s. 5.8) ³ für die Gasmasse des rotverschobenen Knotens bei seinem Abstand (84 pc) relativ zu der nuklearen Gasmasse (s. 5.8) ⁴ Teilchendichte und Temperatur des Ionisationskegels von González-Delgado & Pérez (1997), Fläche ($\sim (0.7'' \times 1.0'')$) und Abstand ($\sim 0.5''$) aus HST-[O III]-Karte (s. Abb. 3.5; Schmitt & Kinney 1996) ⁵ Spektralindex (zur Rechnung wurde ein α von -1.0 verwendet) und Konstante b sowie Fläche ($\sim (0.5'' \times 0.2'')$) des Radiojet aus Mundell et al. (1992b) bei einem Abstand von 42 pc

Kapitel 6

NIR-Eigenschaften von NGC 1068

NGC 1068 ist eine der am besten untersuchten Seyfert 2-Galaxien. Im Folgenden werde ich mich darauf beschränken, die zum Vergleich zu NGC 3227 relevanten Beobachtungen kurz zusammenzufassen. Dabei sind einige Punkte von mir zusätzlich behandelt worden. Eine gute Übersicht über die neueren Ergebnisse aus allen Wellenlängenbereichen findet man in den Konferenzberichten des NGC 1068-Workshops, der im Oktober/November 1996 auf Schloß Ringberg stattfand. (Astr. & Space Science 1997, Band 248).

Als wichtigster Punkt dieses Kapitels sei erwähnt, daß die neue 3D-Karte der H₂S(1)-Linienemission bei 2.12 μ m eine ringförmige Verteilung um das K-Band-Kontinuum zeigt.

6.1 Beiträge zum NIR-Kontinuum

Das nukleare NIR-Spektrum von NGC 1068 (Abb. 6.1) ist von nicht-stellarer Emission dominiert (s.u.). Daneben findet man die stellaren Absorptionslinien von späten Sterntypen, sowie die Emissionslinien von heißem H₂. Desweiteren beobachtet man eine Reihe vom Emissionslinien der NLR und CLR. Im Vergleich zu NGC 3227 fällt sofort der hohe Anteil an nicht-stellarem Kontinuum in NGC 1068 auf.

Sowohl H- als auch K-Band-Spektrum zeigen einen deutlichen Beitrag von heißem Staub. Thatte et al. (1997) finden aus ihrer Analyse der diagnostischen NIR-Linien (s. 2.1) für die innere 1" einen Beitrag von $(71 \pm 5)\%$ bzw. $(94 \pm 5)\%$ für das H- bzw. K-Band, der nicht von späten Sterntypen stammt. Diese starke Komponente kann mit der Emission von heißem Staub ($\sim \lambda^{-1.5}$) bei 720 K (unter Vernachlässigung von Extinktion) erklärt werden. Dies stimmt mit Ergebnissen von Hall et al. (1981) und Tamura et al. (1991), die eine Temperatur von etwa 800 K erhalten, überein. Ebenso liefert SPECSYN eine Temperatur von etwa (500 - 600) K für einen Beitrag an Staubemission ($\sim \lambda^{-1.0}$) von etwa 85 % in Übereinstimmung mit den obigen Ergebnissen. Unter der Annahme von Extinktion auf die kompakte Staubquelle (≤ 0.03 ") erhöht sich die Staubtemperatur auf etwa (1100 - 1450) K abhängig davon, ob der Staub noch optisch dünn oder schon optisch dick ist (Thatte et al. 1997).

Der größte Teil der Flußdichte ist in einer unaufgelösten Punktquelle enthalten (Thatte et al. 1997, Wittkowski et al. 1998, Rouan et al. 1998). Zusätzlich gibt es Anzeichen für eine NS-Ausrichtung auf niedrigem Flußdichte-Niveau (Wittkowski et al. 1998, Rouan et al.

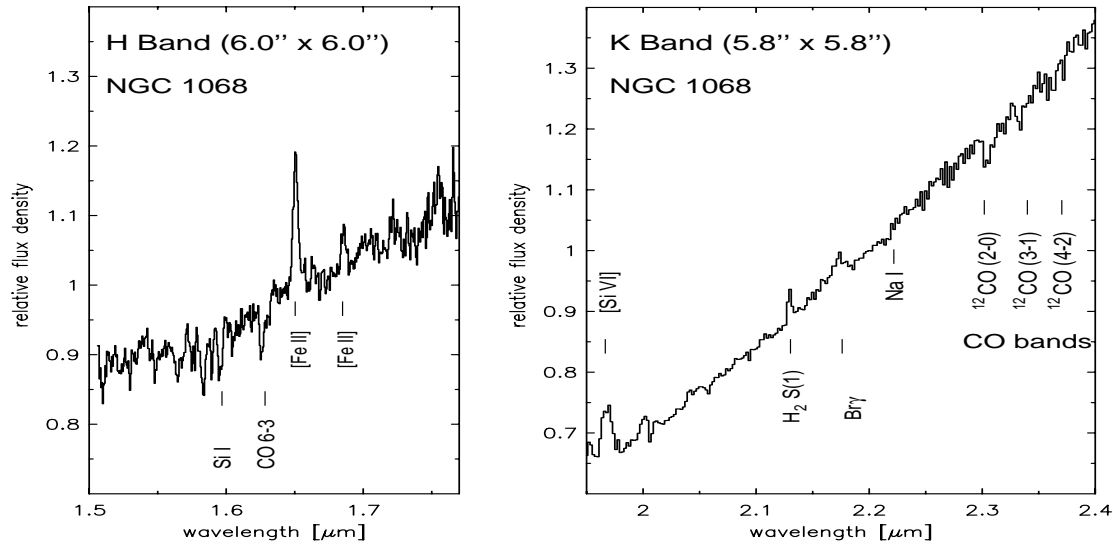


Abbildung 6.1: H- und K-Band-Spektrum von NGC 1068 aufgenommen mit der 3D-Kamera (Thatte et al. 1999). Die Spektren wurden auf die jeweilige Bandmitte normalisiert. Die wichtigsten Absorptions- und Emissionslinien sind eingezeichnet.

1998). In jedem Fall wird diese kompakte Quelle deutlich von nicht-stellarem Fluß, also hauptsächlich Emission von heißem Staub, dominiert (Thatte et al. 1997). Es handelt sich dabei also entweder um gestreutes Licht vom AGN oder Emission von Staub, der von der zentralen Quelle aufgeheizt wurde.

6.2 BLR, CLR und NLR

Eine zusammenfassende allgemeine Charakterisierung von BLR, CLR und NLR ist in 3.2.4 gegeben. Da NGC 1068 als eine Seyfert 2-Galaxie klassifiziert ist, erwartet man keine BLR-Linien. Antonucci & Miller (1985) haben jedoch im polarisierten nuklearen Licht eine breite Komponente gefunden, die auf eine verdeckte BLR hinweist. Diese Beobachtung stellt eine wesentliche Unterstützung für das vereinheitlichende Modell darstellt.

Die NLR breitet sich vor allem in nord-östlicher Richtung aus und fällt dabei mit dem Radiojet zusammen. Die großräumige Verteilung der $1.64 \mu\text{m}$ -[Fe II]-Linienemission zeigt das Maximum bei der Position des Kerns und ausgedehnte Emission bis zu einem Abstand von etwa $3''$ in SW-Richtung und etwa $5''$ in NE-Richtung, wobei die Emission entlang der Radiojets erhöht ist. Diese Erhöhung kann durch Zerstörung von Staubkörnern zusammen mit Anregung durch Schocks an der Kontaktfläche der Wolken mit dem Jet oder durch nukleare Röntgenstrahlung erklärt werden (Blietz et al. 1994).

In NGC 1068 wurde die [Si IV]-Linie zum ersten Mal in einer extragalaktischen Quelle beobachtet (Oliva & Morwood 1990). Thatte et al. (1996) zeigen die ausgedehnte Struktur

dieser koronalen Linie, die in ihrer räumlichen und spektralen Verteilung ähnlich zur [O III]-Emission (Macchetto et al. 1994) ist. Dabei besitzt das Maximum einen Versatz von etwa $0.5''$ in nördliche Richtung relativ zum Maximum des K-Band-Kontinuums. Neben [Si VI] haben Marconi et al. (1996) weitere koronale Linien im Optischen und NIR beobachtet und kommen in ihrer Analyse zu dem Schluß, daß die Linien, die alle einen vergleichbaren Versatz zum Kern zeigen, hauptsächlich vom ausfließenden Gas des Ionisationskegels stammen, wo sie durch Photoionisation angeregt werden. So detektieren sie die [Ca VIII]-Linie, nicht jedoch die [Al IX]-Linie, die zum ersten Mal in Circinus in einer extragalaktischen Quelle von Maiolino et al. (1998) beobachtet wurde.

6.3 Der nukleare Sternhaufen

Thatte et al. (1997) konnten den nuklearen Sternhaufen räumlich auflösen. Die stellare CO-Absorptionskarte ist in Abb. 2 in Thatte et al. (1997) gezeigt. Der Haufen hat eine Ausdehnung von FWHM $0.66''$ (~ 50 pc) und trägt etwa 6 % zur K-Bandleuchtkraft in der zentralen $1''$ bei. Aus der im Optischen und NIR (Terlevich et al. 1990, Dressler 1984, Oliva et al. 1995) gemessenen Geschwindigkeitsdispersion schließen Thatte et al. (1997) auf eine obere Grenze der in etwa $2''$ eingeschlossenen, stellaren Masse von $6.5 \times 10^8 M_{\odot}$. In Verbindung mit einer stellaren K-Band-Leuchtkraft von $5.1 \times 10^7 L_{\odot}$ leiten die Autoren ein L_K/M -Verhältnis von $0.083 L_{\odot}/M_{\odot}$ ab. Dieser Wert ist (3 - 4)-mal höher als die für normale elliptische Galaxien beobachteten Werte (Oliva et al. 1995). Damit ist der nukleare Sternhaufen in NGC 1068 auf jeden Fall jünger als normale Galaxien-Bulges. Da das erhaltene L_K/M -Verhältnis jedoch nur eine untere Grenze darstellt, (nicht die gesamte dynamische Masse muß stellar sein,) ist das aus diesem Verhältnis abgeschätzte Alter von 1.6×10^9 yrs eine obere Grenze. Die Autoren spekulieren, daß die nukleare Region von NGC 1068, ebenso wie im Zentrum unserer Galaxie und im Zentrum der nahen Seyfert 2-Galaxie Circinus beobachtet, Sterne aus unterschiedlichen Sternentstehungsepisoden beherbergt. Die 'jungen', kartierten Sterne ($\sim 5 \times 10^8$ yr) hätten dann ein L_K/M -Verhältnis von etwa $0.2 L_{\odot}/M_{\odot}$, wenn man für den Beitrag von 'alten' Sternen (> 1 Gyr) zu der beobachteten Masse korrigiert (s. Thatte et al. 1997).

Ein relativ junges Alter des zentralen Sternhaufens wird auch durch die Messungen des CaII-Triplett und der Mg I b-Linie unterstützt. Wie bei NGC 3227 ist die aus den Äquivalentbreiten dieser Linien abgeleitete Abschwächung für die Mg I b-Linie deutlich stärker als für die Ca II-Linien (s. Tab. 2 in Malkan & Fillipenko 1983). Da, wie in 3.2.7 schon diskutiert, die Äquivalentbreite von Ca II in roten Überriesen größer als in roten Riesen ist, kann der Unterschied in der Abschwächung zwischen diesen beiden Linien durch das Vorhandensein von roten Überriesen geklärt werden. Dies deutet dann auf ein Alter der gemessenen Komponente von einigen 10^7 yr hin.

6.4 Ist der nukleare Gasring in NGC 1068 ein Starburststring?

Um festzustellen, ob der ^{12}CO -Gasring (s. 7.2) mit einem Starburst einhergeht, bietet sich auch hier der Vergleich zu den Starburststrings in den beiden nahen Galaxien IC 342 und M 82 an, wie er schon in 3.11 für den ^{12}CO -Gasring von NGC 3227 vorgenommen wurde. In NGC 1068 sind das heiße molekulare Gas, gemessen in der $\text{H}_2 1-0 \text{ S}(1)$ -Linie (Thatte et al. 1996) und das kalte molekulare Gas, gemessen in der mm- ^{12}CO -Linienemission (s. 7.2), gleichverteilt, so daß ein Vergleich zu den beiden Starburst-Ringen naheliegt. Der Vergleich (Tab. 6.1) wurde für die beiden stärksten molekularen Emissionsgebiete im nuklearen Ring von NGC 1068, die sich etwa $1''$ östlich und $1.5''$ südwestlich des Zentrums befinden, vorgenommen. Der $\text{Br}\gamma$ -Wert für den östlichen Knoten ist wahrscheinlich von einem Beitrag zur Linienemission aus der NLR des Ionisationskegels kontaminiert. Für IC 342 sind der Kern sowie zwei Gebiete im Starburstring Region 1 und Region 2 (Böker et al. 1997; Nomenklatur und Werte von Böker 1996) und für M 82 der Kern sowie die beiden Starburstgebiete B1 und B2 (Schreiber 1998; Nomenklatur und Werte von Schreiber 1998) ausgewählt worden. Um einen direkten Vergleich zu ermöglichen wurden die Flächenhelligkeiten der $\text{H}_2 1-0 \text{ S}(1)$ -Emission, der $\text{Br}\gamma$ -Emission sowie die K-Band-Flußdichte in M 82 und IC 342 unter Berücksichtigung der Entfernung von NGC 1068 ($D=14 \text{ Mpc}$) in Meßwerte/Pixel, wie in 3.2.9 beschrieben, umgerechnet. Auf einer Korrektur der Extinktion wurde verzichtet, da alle Größen aus dem gleichen Wellenlängenbereich stammen und damit auch gleicher Abschwächung ausgesetzt sind.

Wie bei NGC 3227 sind auch hier die $\text{Br}\gamma$ -Werte im Vergleich zu den K-Band-Flußdichten zu gering, um durch einen einige Myr alten Starburst erklärt zu werden. Jedoch könnte, wie der Vergleich zu den Kerngebieten in M 82 und IC 342 zeigt, ein etwa 15 Myr alter Starburst in Frage kommen, dessen Flächenhelligkeit zwischen IC 342 und M 82 läge.

Es fällt auf, daß die H_2 -Linie in NGC 1068 deutlich stärker als in den beiden Starburst-Ringen ist. Sogar etwa 4.5-mal höher als in M 82 beobachtet, dies bedeutet, daß die hier vorhandene Masse an heißem H_2 -Gas wesentlich höher als in M 82 ist, unter der Annahme von gleichen Anregungsmechanismen und der Vernachlässigung der Extinktion.

Tabelle 6.1: Vergleich des Gasrings in NGC 1068 zu M 82 und IC 342

		S_K [mJy]	$F_{\text{Br}\gamma}$ [$10^{-19} \text{ W m}^{-2}$]	$F_{\text{H}_2\text{S}(1)}$ [$10^{-19} \text{ W m}^{-2}$]
NGC 1068	$1.0''; 0.0''$	0.59	3.14	6.33
	$-1.5''; -1.0''$	0.25	1.10	1.85
M 82	Kern	1.45	7.2	1.4
	B1	0.42	13.6	1.0
	B2	0.68	12.2	1.4
IC 342	Kern	0.39	0.7	0.3
	Region 1	0.05	2.5	0.5
	Region 3	0.07	0.8	0.3

Für NGC 1068 wurde eine Entfernung 14 Mpc ($1'' = 72\text{pc}$) angenommen. Die Flüsse wurden in einem Pixel ($0.25'' \times 0.25''$) gemessen bzw. ermittelt (Thatte, private communication).

6.5 Der heiße molekulare Wasserstoff

Man kann neben der Verteilung des heißen molekularen Wasserstoffgases auch seine physikalischen Eigenschaften, wie Temperatur, Dichte und Anregungsmechanismen bestimmen. Das heiße molekulare Wasserstoffgas kann über Rotations-Vibrationslinien im Infraroten untersucht werden und gibt dabei Auskunft über Strahlungs- oder Stoßwellen-angeregtes Material, welches sich an den Oberflächen kühlerer Wolken in der Nähe des Kerns oder von Sternentstehungsgebieten befindet.

Räumliche Verteilung: Die H_2 -Linien haben eine FWHM von etwa 300 km/s (Oliva & Moorwood 1990), die mit der Linienbreite der mm- ^{12}CO -Linien übereinstimmt. Die Karten der $H_2 1-0$ S(1)-Linie von Rotaciuc et al. (1991) und Blietz et al. (1994) zeigen, daß die Linienemission eine Ost-West-Ausdehnung von etwa 3" hat und in zwei Emissionsknoten zerfällt. Die asymmetrische Flußverteilung, die einen deutlich helleren östlichen Knoten zeigt, ist besonders gut in der neueren 3D-Karte zu erkennen, sowie die Verbindung zwischen den beiden Knoten (Thatte et al. 1996; s. Abb. 6.2). Davies et al. (1998) haben ebenfalls diese ring-förmige Verbindung zwischen den Emissionsknoten detektiert. In ihrer 30"×30" Karte der $H_2 1-0$ S(1)-Linienemission erkennt man zusätzlich zum zirkumnuklearen Ring eine etwa 10" ausgedehnte Komponente sowie eine schwache Emission in NE-Richtung (Davies et al. 1998).

Die Verteilung der $H_2(1-0)$ S(1)-Linienemission stimmt im wesentlichen mit der Verteilung der ^{12}CO -Linienemission (s. 7.2) überein. Damit ist in NGC 1068, das kalte (~ 10 K - einige 10 K) und das heiße (~ 1500 K) molekulare Gas im Gegensatz zu NGC 3227 gleichverteilt. Dies bedeutet wahrscheinlich, daß die Emission des heißen Gases von den Oberflächen der kalten Molekülwolken stammt.

Temperatur und mögliche Anregungsmechanismen: Thompson et al. (1978) haben in NGC 1068 zum ersten Mal eine extragalaktische Emissionslinie von H_2 beobachtet. Eine Analyse der H_2 -Linien im K-Band in einer Apertur von 3.8" von Hall et al. (1981) läßt auf eine thermische Anregung mit einer Temperatur von etwa 2000 K schließen. Dabei wurden die $H_2 1-0$ S(0), S(1), S(2)-Linien gemessen und für die $H_2 2-1$ S(1)- und S(3)-Linien die oberen Grenzen ermittelt. Oliva & Moorwood (1990) finden in einer 6"×6" Apertur im Rahmen der Fehler die gleichen Werte für die $H_2 1-0$ S(1)- und S(0)-Linie. Zusätzlich messen sie die noch höher angeregte $H_2 1-0$ S(3)-Linie und geben eine obere Grenze für die $H_2 2-1$ S(1)-Linie an.

Die verschiedenen Autoren (Thompson et al. 1978, Hall et al. 1981, Rotaciuc et al. 1991) kommen zu dem Schluß, daß die H_2 -Linienemission im K-Band durch Stöße angeregt wurde. Es können Anregung durch UV-Fluoreszenz (z.B. durch heiße OB-Sterne in HII-Regionen) und Anregung durch Röntgenstrahlen ausgeschlossen werden. Die thermische Aufheizung erfolgt wahrscheinlich bei den Kollisionen einzelner Molekülwolken untereinander (Rotaciuc et al. 1991).

Eine von mir vorgenommene neue Analyse des Besetzungsdiagramms (s. Anhang B) von NGC 1068 mit den Flußwerten von Hall et al. (1981) und Oliva & Moorwood (1991) liefert eine Anregungstemperatur von etwa 1500 K, also etwa 500 K niedriger als die von Hall et al. (1981), bei thermischer Anregung. Thermische Anregung erscheint aufgrund der oberen Grenze in der $H_2 2-1$ S(1)-Linie als am wahrscheinlichsten.

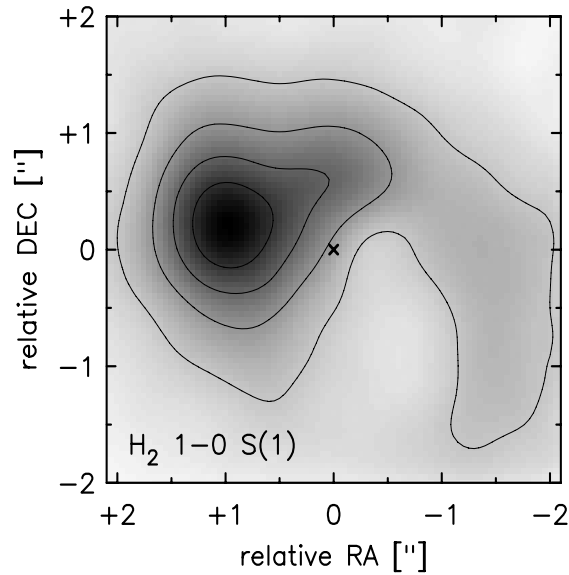


Abbildung 6.2: Verteilung der $\text{H}_2 1-0 \text{ S}(1)$ -Linie in NGC 1068 gemessen mit der 3D-Kamera (Thatte et al. 1996). Die Konturlinien sind 20, 40, 60 und 80% des Maximums.

Eine Analyse der mitt-infrarot-Linien des warmen H_2 -Gases ist mit den SWS-Beobachtungen von ISO möglich. Lutz et al. (1997) finden dabei, daß das warme H_2 -Gas mehrere Temperaturen zwischen etwa 100 K und 1000 K annimmt, wobei der Hauptanteil sich bei niedrigen Temperaturen befindet. Bei neueren Messungen konnte der hohe Fluß in dem wichtigen, niedrigst-angeregten Linienübergang $\text{H}_2 0-0 \text{ S}(0)$ bei $28 \mu\text{m}$ nicht bestätigt werden, so daß der Anteil von warmen zu kalten molekularem Gas nun wieder typische Verhältnisse aufweist (Lutz, private communication). Eine Untersuchung an einer Reihe von Starburst- und Seyfert-Galaxien zeigt, daß maximal 10% der aus der ^{12}CO -Linienemission abgeleiteten kalten H_2 -Gasmasse sich bei Temperaturen von etwa 200 K befindet. Daneben existiert noch Gas mit Temperaturen um die 1000 K, was jedoch nur mehr ein Bruchteil des warmen molekularen Gases und sogar nur noch den $(10^{-4} - 10^{-5})$ ten Teil der kalten Gasmasse ausmacht (Rigopoulou et al. 1999). Dieses eben beschriebene Verhalten gilt für sowohl für Starburst- als auch Seyfert-Galaxien.

Kapitel 7

Die mm-Interferometerdaten von NGC 1068

Die Verteilung des ^{12}CO (1-0)-Gases in NGC 1068 wurde erstmals von Myers & Scoville (1987) in hoher räumlicher Auflösung untersucht und zeigte eine ring-artige Struktur mit 30'' Durchmesser. Spätere Untersuchungen (Planesas et al. 1991, Kaneko et al. 1992) fanden Sub-Strukturen in dieser Verteilung. Emission von molekularem Gas im Kern wurde zuerst in der HCN(1-0)-Linie von Jackson et al. (1993) und Tacconi et al. (1994) gefunden. Helfer & Blietz (1995) konnten ^{12}CO (1-0)-Emission vom Kern bestätigen. Tacconi et al. (1997) haben diese nukleare Emission zusätzlich noch in ^{13}CO (1-0)-Linie und der CS(2-1)-Linie kartiert. Ihre Karte der ^{13}CO (1-0)-Linienemission zeigt zusätzlich noch die beiden Spiralarme sowie Emission entlang des NIR-Balkens. Die hier behandelten Daten der ^{12}CO -Linien haben z.T. sub-Bogensekunden-Auflösung und erlauben vor allem eine genaue Untersuchung der Dynamik und Struktur dieser nuklearen Emission.

Wie im Folgenden gezeigt wird, findet man, daß die nukleare Emission ringförmig um den Kontinuums-kern (s. 7.2) verteilt ist. Das Geschwindigkeitsfeld ändert innerhalb der Spiralarme (Durchmesser $\sim 30''$) seinen Positionswinkel (s. 7.4.1) und ist in der nuklearen Region relativ komplex. Aus der geringen Geschwindigkeitsdispersion (s. 7.4.2) in den Spiralarmen und der nuklearen Region erhält man für die Gasscheibe Dicken von ~ 100 pc bzw. ~ 10 pc. Man beobachtet im Gegensatz zu NGC 3227 bei 2.6 mm Kontinuumsstrahlung (s. 7.3), die aus einer nuklearen Komponente und einer weiteren Komponente, die in ihrer Ausdehnung mit dem Radiojet übereinstimmt, besteht. Ebenso wie in NGC 3227 beobachtet man auch hier Emission bei Radien von ~ 13 pc, jedoch auf einem deutlich niedrigeren S/N-Niveau (s. 7.5). Aus dieser Emission läßt sich eine untere Grenze für die eingeschlossene Masse von $\sim 10^8 M_{\odot}$ ableiten. Es sei bemerkt, daß jetzt alle drei Interferometer im mm-Radiobereich (IRAM PdBI, OVRO, BIMA) übereinstimmende Karten der ^{12}CO -Linienemission liefern.

7.1 Beobachtung und Kalibration

NGC 1068 wurde in den Emissionslinien von ^{12}CO (1-0) und ^{12}CO (2-1) mit dem IRAM Plateau de Bure Interferometer beobachtet. Die Messungen erfolgten in allen Konfigurationen (A, B1, B2 mit 5 Antennen im Feb./März 1997 und C1, C2, D1 mit 4 Antennen in Nov. 1995 - März 1996). Dies ergibt Basislinien von 24 m - 408 m und damit eine räumliche Auflösung von $2.2'' \times 1.2''$ (PA 26°) bei 2.6 mm und $1.0'' \times 0.5''$ (PA 26°) bei 1.3 mm (nur AB-Konfigurationen) bei 'uniform weighting'. Der Bandpaß wurde durch Messungen der Kontinuumsstrahlung der Quasare 3C 454.3 und 3C 345 kalibriert. Zur Phasenkalibration wurde der Quasar 0235+164 alle 10 Minuten beobachtet.

Die Daten wurden jeweils mit 700 Iteration des CLEAN-Algorithmus entfaltet und auf eine räumliche Auflösung von $0.7'' \times 0.7''$ (1.3 mm) bzw. $1.4'' \times 1.4''$ (2.6 mm) zurückgefaltet. Aufgrund der Deklination der Quelle ist die uv-Bedeckung in NS-Richtung nicht so gut, was zu einem höheren Rauschen als im Fall von NGC 3227 führt und auch hohe Nebenmaxima im 'Dirty Beam' erzeugt. Diese fallen bei der ^{12}CO (1-0)-Linienemission mit der Position der Spiralarme zusammen und erschweren die Entfaltung mit dem CLEAN-Algorithmus. Jedoch zeigt der Vergleich zu den Daten anderer Interferometer eine gute Übereinstimmung in den Karten. Die gewählte spektrale Auflösung beträgt 10 km/s.

Ein Vergleich mit dem Interferometerspektrum von Helfer & Blitz (1995) zeigt, daß der Fluß im Rahmen von etwa 15 % übereinstimmt. Der Vergleich der Spektren von Helfer & Blitz (1995) zwischen der reinen Interferometer-Karte und der Karte aus Interferometerdaten plus Einzelteleskop-Daten, in der auch der durch das Interferometer aufgelöste Fluß enthalten ist, zeigt, daß die reine Interferometerkarte etwa (25 - 30)% zu wenig Fluß hat. Dies bedeutet, daß es noch relativ zur Interferometer-Auflösung großräumig verteiltes molekulares Gas gibt, daß in Verteilungen mit FWHM größer als die kartierten FWHM vorliegt.

Das Verhältnis von ^{12}CO (2-1) zu ^{12}CO (1-0) wurde durch einen Vergleich des Spektrum des nuklearen Rings vorgenommen. Dabei wurde ein Kubus der ^{12}CO (2-1)-Emission erzeugt, der die gleiche räumliche Auflösung wie die ^{12}CO (1-0)-Daten besitzt. Man findet für die inneren $5''$ ein $\frac{^{12}\text{CO}2-1}{^{12}\text{CO}1-0}$ -Linienverhältnis von etwa 0.97 bei einer Auflösung von $1.4''$ mit den durch die Kalibration gegebenen Unsicherheiten von etwa (15 - 20) %. Dies stimmt mit den Beobachtungen von Braine & Combes (1992), die bei Messungen mit dem IRAM 30m-Teleskop einen Wert von 1.1 gefunden haben, im Rahmen der Kalibrationsfehler (s.o.) überein.

7.2 Die räumliche Verteilung der ^{12}CO -Linienemission

Ein Vergleich der mit PdBI erhaltenen ^{12}CO (1-0)-Karte zu Daten (Abb. 7.1), die mit dem Owens Valley Radio Observatory Interferometer (OVRO) mit etwa gleicher räumlicher Auflösung genommen wurden, zeigen eine sehr gute Übereinstimmung (Scoville, Tacconi 1998, private communication). Genauso stimmen neuere BIMA-Daten mit denen von OVRO sehr gut überein (Baker 1998, private communication). Damit liefern alle 3 Interferometer übereinstimmende Ergebnisse. Zur Karte von Helfer & Blitz (1995)

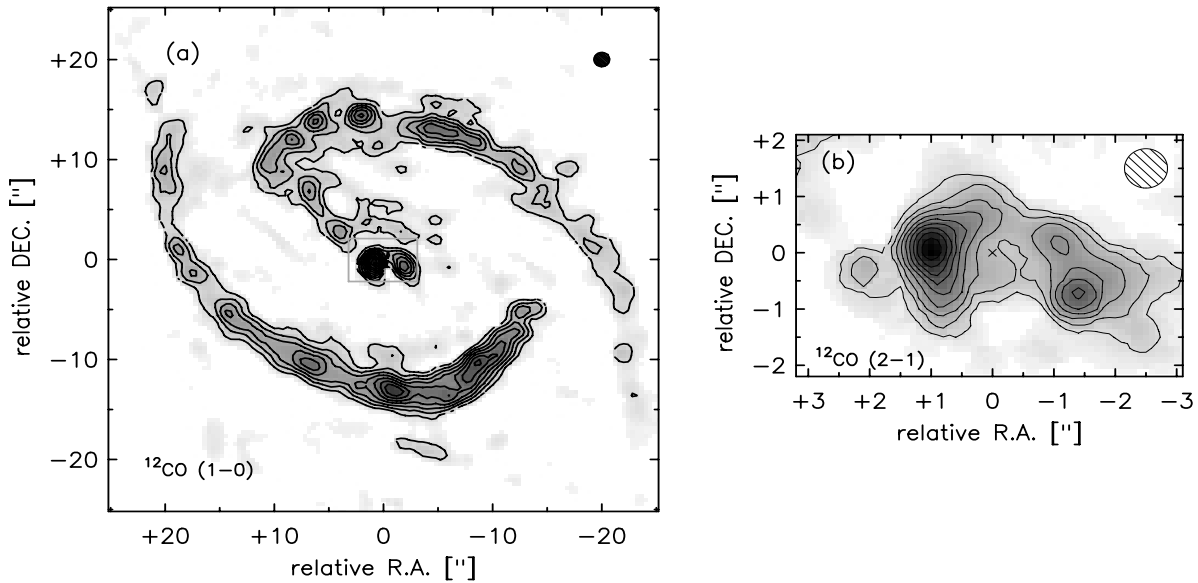


Abbildung 7.1: Die Verteilung der ^{12}CO -Linienemission in NGC 1068. Es sind die Intensitätskarten der (a) ^{12}CO (1-0)-Emission und (b) ^{12}CO (2-1)-Emission gezeigt. Die Konturen sind bei 10, 20, ... 100% des Maximums (1.24 Jy/beam für die ^{12}CO (1-0)-Linie, 3.427 Jy/beam für die ^{12}CO (2-1)-Linie). In die ^{12}CO (1-0)-Karte ist der Ausschnitt der ^{12}CO (2-1)-Daten eingetragen.

gibt es jedoch Unterschiede, die weiter unten aufgeführt sind und auf Kalibrations- und Entfaltungs-Unsicherheiten in deren älteren BIMA/NRAO-Karten zurückzuführen sind.

7.2.1 Die großräumige Verteilung der ^{12}CO -Emission

Wie schon frühere Messungen zeigen ist der meiste ^{12}CO -Fluß in zwei Spiralarmen mit einem Durchmesser von etwa $40''$ verteilt (Helfer & Blitz 1995). Das Maximum der ^{12}CO (1-0)-Emission östlich des Zentrums ist im Mittel 1.5-mal so hoch wie der Fluß in den Spiralarmen. Insbesondere ist der nördliche Spiralarm schwächer als der südliche. An diesen Stellen stimmt die PdBI-Karte sowie die OVRO- und die neue BIMA-Karte nicht mit der ^{12}CO (1-0)-Karte von Helfer & Blitz (1995) überein. Entlang des von Scoville et al. (1988) gefundenen NIR-Balkens ist ebenfalls molekulare Emission zu finden, wenn auch nur etwa halb so stark und schwächer als im Kern. Im Gegensatz zu Helfer & Blitz (1995) ist nur Emission entlang der nördliche Balkenhälfte zu sehen. In der ^{13}CO (1-0)-Karte kann man jedoch Linienemission an beiden führenden Balkenseiten erkennen (Tacconi et al. 1997). Die Spitzen des NIR-Balkens berühren dabei die fast ringförmig angeordneten Spiralarme. In der ^{12}CO (2-1)-Linienemission sind die Spiralarme auf dem erreichten S/N-Niveau nicht zu erkennen. Damit sind die Spiralarme in der ^{12}CO (2-1)-Emission deutlich schwächer als die nukleare Region.

7.2.2 Die zentralen 500 pc in der ^{12}CO -Emission

An der Position des Zentrums (Abb. 7.1) befindet sich ebenfalls molekulares Gas, welches wiederum in einer Art Ring bzw. Ellipse angeordnet ist. Die Struktur ist am besten in den räumlich hochaufgelösten ^{12}CO (2-1)-Daten zu erkennen. Man findet zwei deutliche Emissionsknoten. Einer liegt etwa 1" östlich des Zentrums, der zweite etwa 1.5" westlich und 1" südlich. Zudem erkennt man etwa 0.5" nördlich bzw. südlich des Kerns Emission, die nur noch etwa 25 % des maximalen Flusses hat. Diese Emission verbindet die beiden Knoten wie eine Art Brücke. Diese Ring-Struktur ist ebenfalls in den CS (2-1)-Daten (Tacconi et al. 1997) und HCN (1-0)-Daten (Tacconi et al. 1994) zu erkennen. Die Spektren der ^{12}CO -Linien aus der inneren Region unterscheiden sich in ihrer Form. In dem ^{12}CO (2-1)-Spektrum sind die 3 Komponenten deutlich zu erkennen, während im ^{12}CO (1-0)-Spektrum die Komponente bei + 75 km/s (relativ zur systematischen Geschwindigkeit) weitestgehend fehlt. Diese fehlende Komponente stimmt in etwa mit Teilen des westlichen Knotens überein.

7.3 Position des Nukleus und Kontinuumsstrahlung

Zur Interpretation der mm-Daten ist die Kenntnis der nuklearen Position wichtig, da dieser auch dem dynamischen Zentrum entsprechen sollte. Daher wird die Position des Kerns in Zusammenhang mit der nuklearen Kontinuumsstrahlung unter diesem Gesichtspunkt behandelt. In NGC 1068 ist die Position des Maximums der optischen Emission nicht identisch mit dem im NIR. Dies steht in Übereinstimmung mit dem vereinheitlichenden Modell für Seyfert-Galaxien. Eine ausführliche Diskussion über die Position des Nukleus kann man in Capetti et al. (1995, 1997b) sowie Thatte et al. (1997) finden.

Aufgrund des komplexen Geschwindigkeitsfelds ist auch die Position des dynamischen Zentrums nicht einfach zu bestimmen. Mit MERLIN-Messungen bei 5 GHz konnten Muxlow et al. (1996) die Position des Kerns anhand seines invertierten Spektralindex identifizieren und die Position des Kerns bis auf 20 mas genau ermitteln.

Tabelle 7.1: Nukleare Radio-Positionen für NGC 1068

RA(J2000)	DEC(J2000)	λ	Referenz
$2^h 42^m 40.7^s$	$-0^\circ 0' 47.8''$	110 GHz	diese Arbeit
$2^h 42^m 40.7098^s$	$-0^\circ 0' 47.938''$	5 GHz	Muxlow et al. 1996
$2^h 42^m 40.76^s$	$-0^\circ 0' 47.10''$	15 GHz	Wilson & Ulvestad 1983

Die Position der Kernkomponente der Radio-Kontinuumsstrahlung von NGC 1068.

Im Gegensatz zu NGC 3227 zeigt NGC 1068 bei 85 GHz Kontinuumsmission. Die Kontinuumsquelle besteht aus zwei Knoten (Helfer & Blitz 1995), wobei einer an der Position des Kerns sitzt, während der zweite etwa 2" östlich und 4" nördlich davon nachgewiesen ist. Beide Komponenten enthalten etwa gleich viel Fluß (~ 40 mJy). Die Kontinuumskarte des PdBI bei 86 GHz mit einer höheren räumlichen Auflösung und Empfindlichkeit zeigt eine gleiche Verteilung (Tacconi; private communication).

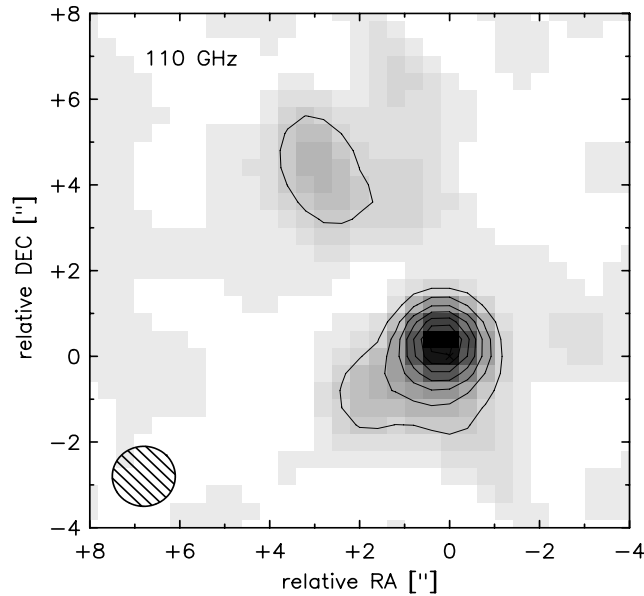


Abbildung 7.2: Die Verteilung des 110 GHz-Kontinuums in NGC 1068. Die Konturen beginnen bei 3σ und sind in einem Abstand von 3σ . Das Maximum liegt bei 3 mJy/Beam.

Die Kontinuumskarte der PdBI-Daten bei 110 GHz (Abb. 7.2) wurde aus dem Mittelwert der Kanalkarten von -310 km/s bis -190 km/s und 200 km/s bis 320 km/s erzeugt. Die Position des Kontinuums stimmt im Rahmen der Fehler mit der Position des Kerns, wie er von Muxlow angegeben wurde, überein. Diese verschiedenen Positionen des Kerns sind in Tab. 7.1 zusammen gefaßt. Die Struktur des Kontinuums bei 110 GHz ist analog zu der bei 85 GHz, jedoch erscheint die nukleare Komponente mit $1.54'' \times 1.75''$ (PA 154°) im Vergleich zu dem zirkularen Beam von $1.4''$ leicht aufgelöst zu sein. Zudem beträgt der Fluß der nördlichen Komponente nur mehr etwa (15 ± 5) mJy im Vergleich zu der nuklearen Komponente, die einen Fluß von (36 ± 5) mJy hat. Damit besitzt die nördliche Komponente ein steileres Spektrum als die nukleare. Die Position der nördlichen Komponente stimmt mit dem Maximum des 6 cm-Radio-Jets (Wilson & Ulvestad 1983) überein, was schon Helfer & Blitz (1995) anmerkten, aufgrund ihrer schlechteren Auflösung aber nicht genau überprüfen konnten. In den in Gallimore (1996) gezeigten Radio-Kontinuumskarten (1.7 GHz - 22 GHz) erkennt man ebenfalls, wie diese Komponente bei höheren Frequenzen im Vergleich zum Kern schwächer wird. Das Kontinuum neben der ^{12}CO (2-1)-Linie konnte bei einem S/N von etwa 6 mJy/Beam nicht detektiert werden. Dies gilt sowohl für nukleare als auch nördliche Komponente.

7.4 Geschwindigkeitsfeld und -dispersion

Im Gegensatz zu NGC 3227 ist die Struktur des Geschwindigkeitsfelds in NGC 1068 komplizierter. Am auffallendsten ist die Änderung des Positionswinkels innerhalb der Spiralarme. Diese geordnete Struktur ist in den inneren 500 pc durch Komponenten, die

nicht an der allgemeinen Bewegung/Rotation teilnehmen, gestört.

Die Geschwindigkeitsdispersion ist in der nuklearen Region mit etwa 40 km/s doppelt so hoch wie in den Spiralarmen und der Balkenregion. Desweiteren liegt die aus der ^{12}CO -Emission abgeleitete Dispersion deutlich unter der stellaren Dispersion von etwa 140 km/s (z.B. Dressler 1984 und s. 7.4.2). (Kanalkarten der ^{12}CO -Linienemission sind in Anhang G.1 zu finden.)

7.4.1 Das Geschwindigkeitsfeld

Die große kinematische Achse des Geschwindigkeitsfelds (Abb. 7.3) ändert bei einem Abstand von etwa $10''$ ihren Positionswinkel von etwa 278° auf 305° . Dies bedeutet, daß das Geschwindigkeitsfeld weiter außen ($\geq 14''$) gut an das in der HI-Linie gemessene anschließt, das einen Positionswinkel von etwa 280° bei einer Inklination von $(40 \pm 3)^\circ$ hat (Brinks et al. 1997). Die Drehung des Positionswinkels bei $10''$ ist auch im Geschwindigkeitsfeld der $\text{H}\alpha$ -Emission zu beobachten (Dehnen et al. 1997). In dem von García-Lorenzo et al. (1997) gemessenen stellaren Geschwindigkeitsfeld ist diese Drehung ebenfalls angedeutet. Diese Drehung, die ebenfalls in den Geschwindigkeitsfelder der $\text{HCN}(1-0)$ -Linie zu beobachten ist (Jackson et al. 1993, Tacconi et al. 1994), wurde erstmals von Helfer & Blitz (1995) in der $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linienemission analysiert. Wahrscheinlich ist der NIR-Balken für diese Drehung verantwortlich. Dies wird mit Hilfe des Modells 3DRings in 8.5 untersucht.

In den inneren 500 pc ist das Geschwindigkeitsfeld sehr komplex. Dies rührt im wesentlichen von den beiden Emissionsknoten her, an deren Position das Geschwindigkeitsfeld sich deutlich von der allgemeinen Form unterscheidet. Eine genauere Analyse dieser beiden Komponenten wird mit Hilfe von pv-Diagrammen vorgenommen.

7.4.2 Die Geschwindigkeitsdispersion

Die Geschwindigkeitsdispersion (Abb. 7.3) der $^{12}\text{CO}(1-0)$ -Linie hat gemessen in der Geschwindigkeitsdispersionskarte (2. Moment) in den Spiralarmen einen mittleren Wert von 16 km/s und kann in den Gebieten erhöhter Flußdichte auf bis zu etwa 20 km/s ansteigen. Dies stimmt mit der in HI-Linie gemessenen Geschwindigkeitsdispersion von etwa 10 km/s für die Gebiete außerhalb von 3 kpc Abstand (Brinks et al. 1997) gut überein. Die Messung einer höheren Geschwindigkeitsdispersion von 30 - 50 km/s für kleinere Radien (< 3 kpc) kann durch einen Gradienten im Geschwindigkeitsfeld in den HI-Daten mit einer $8''$ Auflösung hervorgerufen worden sein, oder darauf hindeuten, daß die vertikale Ausdehnung der HI-Scheibe größer als die molekulare Scheibe ist, die eine geringere Geschwindigkeitsdispersion zeigt. Die Geschwindigkeitsdispersion in der Balkenregion hat gemessen in der Geschwindigkeitsdispersionskarte (2. Moment) ebenfalls nur einen Wert von etwa 16 km/s und ist damit deutlich geringer als die stellare Dispersion von etwa 140 km/s, die Dressler (1984) bis zu einem Abstand von etwa $10''$ gemessen hat.

In der nuklearen Region ist die Geschwindigkeitsdispersion gemessen in der $^{12}\text{CO}(2-1)$ -Linie mit im Mittel etwa 40 km/s in etwa doppelt so hoch wie in den Spiralarmen. Dabei ist diese Dispersion durch verschiedene Effekte hervorgerufen, wie die Verbreiterung aufgrund der Geometrie in dieser Region (s. 8.5) oder einem Beitrag aufgrund des endlichen

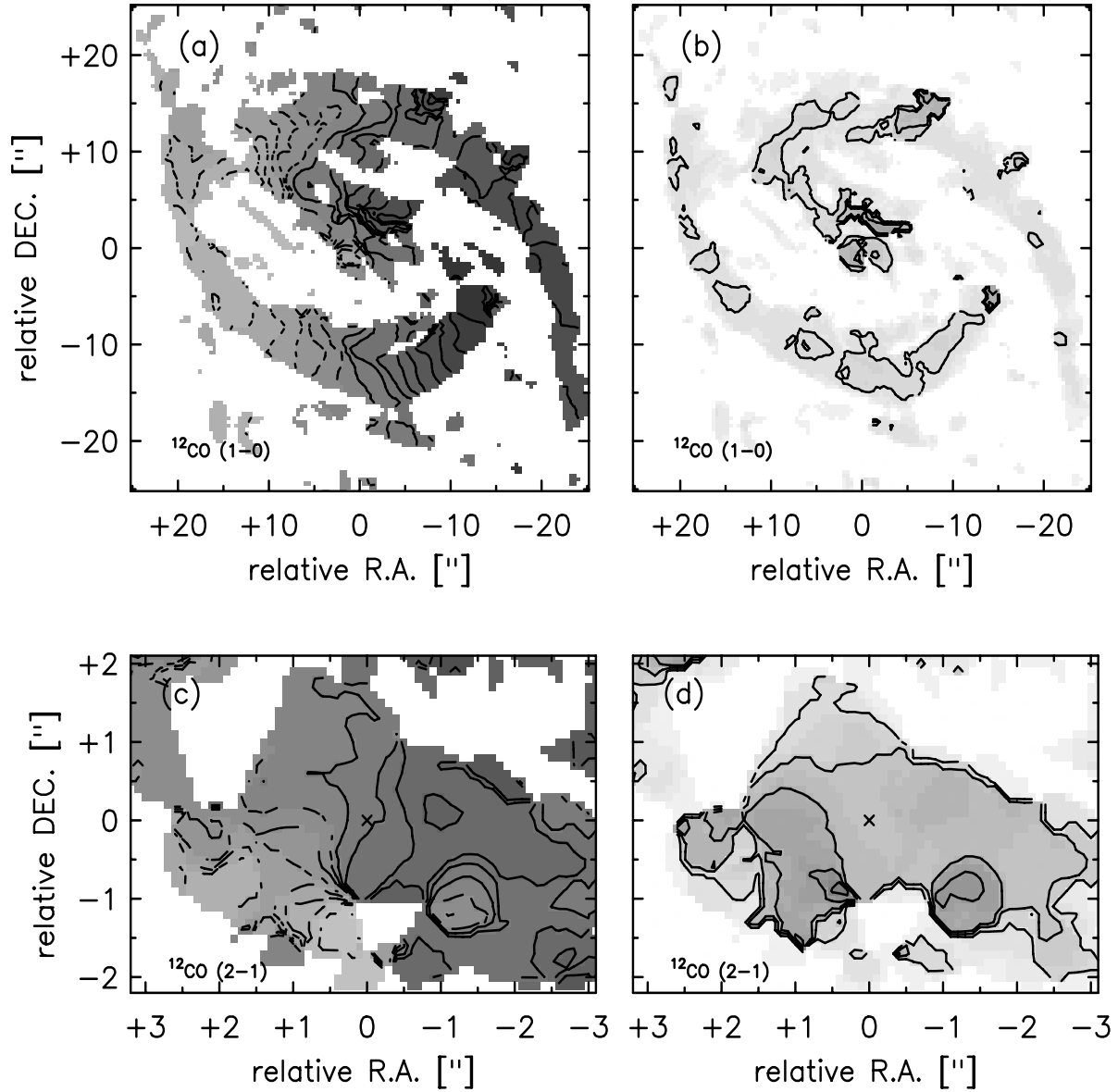


Abbildung 7.3: Geschwindigkeitsfeld und -dispersion der ^{12}CO -Linien in NGC 1068. Es werden das (a) Geschwindigkeitsfeld und die (b) Geschwindigkeitsdispersions-Karte der ^{12}CO (1-0)-Emission ($1.4''$ Auflösung) bzw. der ^{12}CO (2-1)-Emission ($0.7''$ Auflösung) ((c) und (d)) gezeigt. Die Konturen der Geschwindigkeitsfelder sind jeweils in Schritten von 20 km/s dargestellt ($v=0 \text{ km/s}$ entspricht der ersten durchgezogenen Linie). In den Dispersionskarten liegen die Kontur-Linien bei $15, 30, 45$ und 60 km/s für die ^{12}CO (1-0)-Daten bzw. $15, 30, 45, 60$ und 75 km/s für die ^{12}CO (2-1)-Daten.

Beams. Man liest in dem pv-Diagramm mit PA 110° eine Dispersion von etwa 22 km/s für die Komponente bei systematischer Geschwindigkeit ab (s. Abb. 7.4). Damit liegt die Dispersion, die sich in der Scheibendicke widerspiegelt, eher bei etwa 25 km/s. Die beiden Emissionsknoten zeichnen sich auch in der Geschwindigkeitsdispersion durch höhere Werte von etwa 52 km/s im östlichen bzw. etwa 63 km/s im westlichen Knoten aus.

7.4.3 Die Scheibendicke aus der Dispersion

Wie in 5.9 beschrieben kann aus der Dispersion der ^{12}CO -Linienemission auf die Dicke der molekularen Scheibe geschlossen werden, die eine interessante Größe für die vollständige Beschreibung der Verteilung und Dynamik des molekularen Gases ist. Man findet im Mittel eine Scheibendicke (FWHM) von etwa 10 pc für die nukleare Scheibe und für die äußere Scheibe eine Dicke von etwa 100 pc.

Um die intrinsische Dispersion σ_{real} aus der beobachteten Dispersion σ_{obs} zu erhalten, muß man gegebenenfalls für Beiträge aus der Rotationskurve korrigieren (s. 5.9.1). Diese Beiträge entstehen dadurch, daß aufgrund des endlichen Beams schnelle räumliche Änderungen des beobachteten Geschwindigkeitsfelds eine Verbreiterung der mit diesem Beam gemessenen Linie bewirken. Man beobachtet in den Spiralarmen eine Dispersion von $\sigma_{sp,obs} \approx 16 \text{ km/s}$ in der nuklearen Region, die nicht von zusätzlichen Komponenten beeinflusst (s. 7.4.2) wird, eine Dispersion $\sigma_{nuc,obs} \approx 25 \text{ km/s}$.

Im Bereich der Spiralarme verläuft die Rotationskurve (s. Abb. 8.1) flach, so daß räumliche Änderungen des Geschwindigkeitsfelds keinen Beitrag zur Linienbreite haben. Es gilt also für die Dispersion in den Spiralarmen $\sigma_{sp,real} = \sigma_{sp,obs} \approx 16 \text{ km/s}$.

Die Dispersion der nuklearen Region $\sigma_{sp,obs}$ beträgt etwa 25 km/s , wie man aus dem pv-Diagramm bei PA 110° (s. Abb. 7.4) ablesen kann. Der maximale beobachtbare Gradient einer Scheibe, die entsprechend der abgeleiteten Rotationskurve und einer mittleren Inklination von $i = 40^\circ$ rotiert, beträgt zwischen $0.5''$ und $1.0''$ etwa $24 \frac{\text{km/s}}{''}$. Daraus ergibt sich bei einer Beam-FWHM von $0.7''$ einen Beitrag zu $\sigma_{nuc,obs} \approx 10 \text{ km/s}$. Die intrinsische Dispersion in der nuklearen Region ist dann $\sigma_{nuc,real} \approx 23 \text{ km/s}$ (nach quadratischer Entfaltung, s. Gleichung 3.1).

Aus der Beziehung von Quillen et al. (1992) (Gleichung 5.8) kann man die Scheibendicke sowohl für die nukleare Region als auch für die Spiralarme herleiten. Man erhält eine Scheibendicke von etwa $(100 \text{ pc})/q$ an der Position der Spiralarme, wenn man eine Dispersion $\sigma \approx 16 \text{ km/s}$ bei einer Geschwindigkeit von $v(18'') = 200 \text{ km/s}$ annimmt.

Für die nukleare Scheibe erhält man eine Dicke von etwa $(11 \text{ pc})/q$ bei $\sigma \approx 23 \text{ km/s}$ und $v(1'') = 150 \text{ km/s}$. Aus der Beziehung von Combes & Becquaert (1997) (Gleichung 5.10) erhält man eine Scheibendicke von etwa 9 pc, wenn man $\sigma \approx 23 \text{ km/s}$, $M_{dyn}(1.5'') = 6.4 \times 10^8 M_\odot$ und $v(1.5'')$ verwendet. Daneben kann man zur Abschätzung der Scheibendicke noch die Mestel-Formel nach Downes & Solomon (1998) (Gleichung 5.11) verwenden und findet eine Dicke von etwa 7 pc, mit $\sigma \approx 23 \text{ km/s}$, $M_{H_2} = 5.3 \times 10^7 M_\odot$ und $v(3'') = 170 \text{ km/s}$.

Auch hier gelten die schon im Fall von NGC 3227 erwähnten Anmerkungen zur Abschätzung der Gasdichte und der Gesamtdichte.

7.5 Die nukleare Kinematik aus den pv-Diagrammen

Aufgrund der Komplexität des Geschwindigkeitsfelds der inneren 6'' empfiehlt es sich, die ^{12}CO (2-1)-Daten mit Hilfe von pv-Diagrammen entlang unterschiedlicher Positionswinkel zu untersuchen (Abb. 7.4). Dabei kann man asymmetrische Komponenten von symmetrischen in den pv-Diagrammen trennen, und somit auch die nicht-'zirkularen' Bewegungen von den geordneten Bewegungen unterscheiden. Von allen untersuchten pv-Diagrammen ist das entlang PA 110° , dasjenige, welches den meisten Fluß aufweist, da es in Ost-West-Richtung verläuft und dabei keine nicht-'zirkulare' Komponente besitzt. Vor allem die pv-Diagramme senkrecht dazu leiden unter mangelndem Fluß und dem durch die uv-Bedeckung bedingten, im Vergleich zu NGC 3227, erhöhten Rauschen.

Obwohl diese Methode nicht so empfindlich ist wie die Anwendung von 3DMod, findet man so zwei deutliche nicht-'zirkulare' Komponenten. Die eine liegt auf der Position des Emissionsknoten westlich des Kerns (Knoten (W)), der sich schon durch seinen größeren Abstand zum Kern auszeichnet. Er ist besonders deutlich bei PA von 50° und 70° durch seine hohe Geschwindigkeitsdispersion in einem Abstand von etwa $1.5''$ zu erkennen. Die zweite Komponente verläuft süd-östlich der Zentrums in einem Abstand von etwa $1.5''$ (Knoten(E)). Auch diese Komponente zeichnet sich durch eine hohe Dispersion aus und ist bei einem PA von 150° , 170° , 0° und 10° gut zu erkennen.

Um den Flußbeitrag dieser Komponenten abzuschätzen, habe ich die Momente der ^{12}CO (2-1)-Linienemission nur für den relevanten Geschwindigkeitsbereich von -230 km/s bis -30 km/s erzeugt. Die beobachtete hohe Dispersion an der Position von Knoten (W) läßt sich durch eine Superposition der beiden Dispersion im nuklearen Ring von etwa 40 km/s und in dieser zusätzlichen Komponente von etwa 30 km/s erklären. Für Knoten(E) ist dies nicht so leicht, da dieser Knoten zum Teil mit der zirkularen Emission zusammenfällt. Aufgrund ihrer Massen von einigen $10^6 M_\odot$ (s. 8.4) sind diese Knoten wahrscheinlich Komplexe von Molekülwolken. Wie schon in NGC 3227 beobachtet, können solche Komplexe eine Bewegung unabhängig von der allgemeinen galaktischen Bewegung zeigen.

In fast allen pv-Diagrammen kann man in der Nähe der nuklearen Position, wie auch schon in NGC 3227 gezeigt (s. 4.4.3), auf niedrigem Flußniveau Emission bei hohen Geschwindigkeiten erkennen. Unter der Annahme, daß dies aus unmittelbarer Nähe des Kerns (~ 13.5 pc Abstand) stammt, kann man die eingeschlossene Masse analog zu NGC 3227 (s. 4.4.3) ableiten. Man findet bei $r = 13.5$ pc eine Geschwindigkeitsdifferenz zu der systematischen Geschwindigkeit von $\Delta v \approx 188$ km/s. Unter der Annahme von Kepler-Rotation erhält man eine untere Grenze für die eingeschlossene Masse von $\sim 1.5 \times 10^8 M_\odot$. Dies ist um etwa eine Größenordnung höher als die mit den H_2O -Masern gefundene Masse des aktiven Kerns von $\sim 1.5 \times 10^7 M_\odot$ (Greenhill & Gwinn 1997). Diese letzte Masse ist allerdings in den innersten Parsec konzentriert, so daß die höhere eingeschlossene Masse in den inneren 27 pc wahrscheinlich durch einen stellaren Haufen bedingt ist.

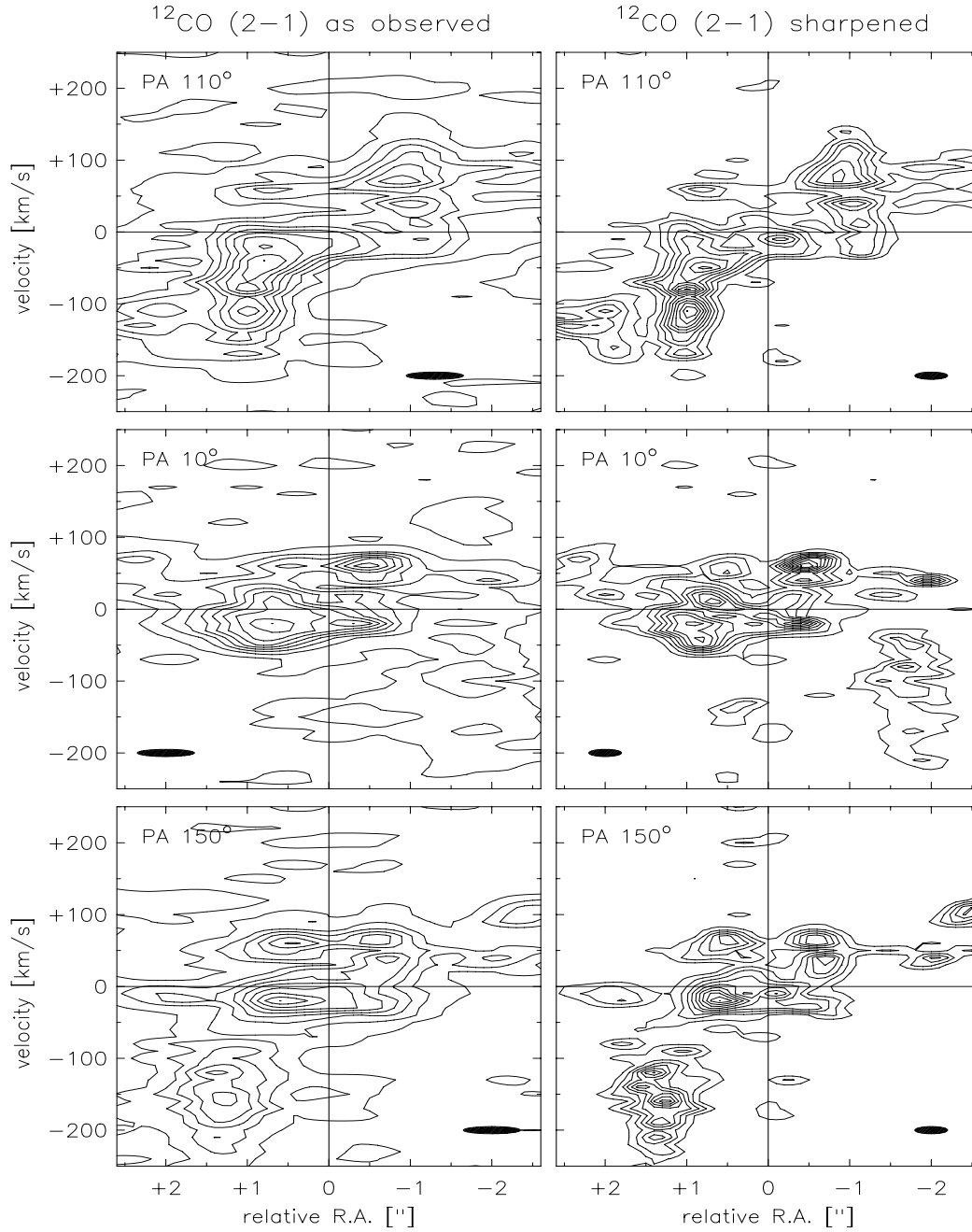


Abbildung 7.4: pv-Diagramme von NGC 1068 entlang verschiedener Positionswinkel. Auffallend ist die auf beiden Seiten auftretenden große Geschwindigkeitsdispersion bei einem Radius von $\sim 1''$ in dem pv-Diagramm entlang des PA 110°. Zum Vergleich sind die beobachteten Daten der ^{12}CO (2-1)-Emission (0.7'' und 10 km/s) (links) und die Kontrast-verstärkten Daten (rechts) dargestellt. Die Konturen sind jeweils 10, 30, ... 100% des Maximums.

Kapitel 8

Kinematik des molekularen Gases von NGC 1068

Um die Kinematik des molekularen Gases von NGC 1068 analysieren zu können, ist es nötig die Gas-Rotationskurve zu kennen. Daneben ist die Kenntnis der Balkenstruktur sowie der dadurch bedingten Resonanzen wichtig. Desweiteren ist es hilfreich, eine Abschätzung der involvierten Massen zu haben. Aufgrund der Komplexität des Geschwindigkeitsfelds wurde darauf verzichtet, die Bewegung mit 3DMod in ihre zirkularen und nicht-zirkularen Bestandteile zu zerlegen, da eine Modellierung mit 3DRings eine bessere Anpassung an die Geometrie erlaubt.

Die folgenden Punkte werden in diesem Kapitel weiter ausgeführt: Zur Bestimmung der Rotationskurve wurden Messungen in den hier präsentierten Daten sowie aus der Literatur (s. 8.1.1) herangezogen. Der Vergleich zu Ergebnissen aus stellaren Geschwindigkeitsfeldern sowie der stellaren Geschwindigkeitsdispersion wird in 8.1.2 und 8.1.3 diskutiert. Die Analyse der Struktur ergibt, daß NGC 1068 neben dem NIR-Balken einen zweiten längeren Balken besitzt (s. 8.2) und daß die Positionen der dynamischen Resonanzen (s. 8.3) mit den Maxima in der ^{12}CO -Linienemission, wie von der Theorie erwartet, übereinstimmen. Weiterhin führe ich eine Bestimmung der molekularen und dynamischen Masse (s. 8.4) durch, die beide zur Abschätzung der Warp-Mechanismen (s. 8.5.3) benötigt werden. Die Modellierung mit 3DRings (s. 8.5) ergibt, daß die Spiralarme und ihre Kinematik am besten als ILR eines großen Balkens (~ 8 kpc) angepaßt werden können. Für den nuklearen Ring hingegen liefert die Anpassung mit einer gewölbten Gasscheibe eine bessere Übereinstimmung mit den Daten. Diese gewölbte Scheibe (Warp) kann zur Erklärung einer Reihe von Beobachtungen in anderen Wellenlängenbereichen herangezogen (s. 8.5.3) werden.

8.1 Die Rotationskurve von NGC 1068

Im Gegensatz zu NGC 3227 ist das Geschwindigkeitsfeld von NGC 1068 relativ komplex, und eine einfache konsistente Ableitung der Rotationskurve wird dadurch erschwert. Da eindeutig ein Balken in den inneren 40'' liegt, erwartet man, daß dieser zumindest die

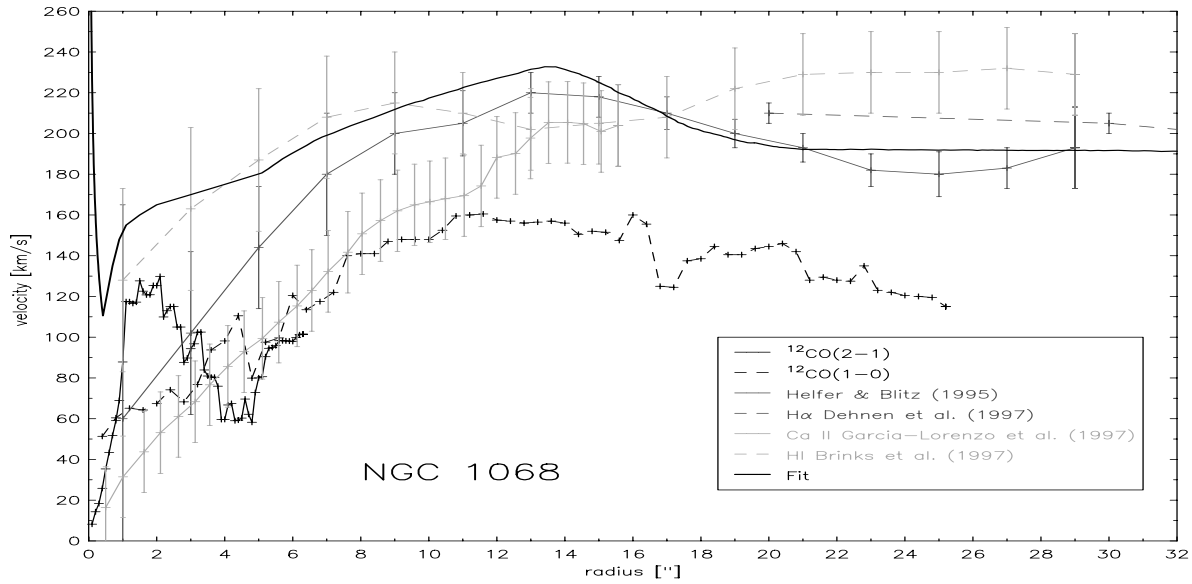


Abbildung 8.1: Die Rotationskurven in NGC 1068. Die ^{12}CO -Kurven sind das Mittel aus den Beiträgen für die minimale und maximale Geschwindigkeit an den entsprechenden Radien (nicht für Inklination korrigiert). Die übrigen Kurven stammen aus den angegebenen Referenzen. Der beobachtete Anstieg der ^{12}CO (2-1)-Kurve in der Geschwindigkeit bei $r=1''$ kann auch in den pv-Diagrammen verfolgt werden (s. Abb. 7.4). Die Höhe des Maximums bei $r \approx 13''$ entspricht dem Wert, der bei den Anpassungen an das Geschwindigkeitsfeld der ^{12}CO (1-0)-Linie (PdBI-Daten) erhalten wurde.

Bewegungen des Gases beeinflusst. Daher ist es besser, die Rotationskurve aus stellaren Bewegungen oder Massenverteilungen abzuleiten. Wie im Folgenden gezeigt wird, sind die aus den Gas- und stellaren Bewegungen abgeleiteten Strukturen des Geschwindigkeitsfelds und die Form der Rotationskurven ähnlich (Abb. 8.1) und spiegeln u.a. für Radien $\sim 3'' \leq r \leq \sim 15''$ den Einfluß des NIR-Balkens wieder (s. 8.2). Die Unterschiede zwischen stellarer und Gasrotationskurve liegen in der komplexen Dynamik des zentralen Bulges begründet (s. 8.1.3).

8.1.1 Die Rotationskurve aus den Gasbewegungen

Wie in 7.4.1 beschrieben zeigt das Geschwindigkeitsfeld von NGC 1068 starke Abweichungen von reiner zirkularer Rotation, wie sie in einer planaren Gasscheibe erwartet wird. Daher kann nicht wie bei NGC 3227 die Rotationskurve aus einer Anpassung einer inklinierten rotierenden Scheibe an das Geschwindigkeitsfeld abgeleitet werden. Deshalb habe ich für Annuli um das Zentrum jeweils das Minimum und Maximum der Geschwindigkeit im gemessenen Geschwindigkeitsfeld bestimmt und die Beträge der beiden Werte gemittelt. Dieser Betrag stellt aufgrund von Inklinationseffekten eine untere Grenze der Rotationskurve dar. Wenn man nun für eine Inklination von $i=40^\circ$ korrigiert, erhält man in guter Näherung die Rotationskurven, die aus dem $\text{H}\alpha$ -Geschwindigkeitsfeld (Dehnen et

al. 1997; $\pm (10 - 30)$ km/s für Radien $< 16''$) und aus dem ^{12}CO (1-0)-Geschwindigkeitsfeld des BIMA-Interferometer (Helfer & Blitz 1995; im Rahmen ihrer Fehler von $\pm (30 - 70)$ km/s für Radien $< 16''$ und $\pm (10 - 20)$ km/s für größere Radien bis $30''$), abgeleitet wurden.

Bei einem Radius von $\sim 2.3''$ steigt die aus den ^{12}CO (2-1)-Daten ermittelte untere Grenze der Rotationskurve um etwa 50 km/s an und fällt bei $\sim 1.0''$ wieder ab. Innerhalb dieses Radiusintervalls liegt der nukleare Gasring. Dies wird ausführlicher bei der Modellierung der Daten in 8.5 behandelt. Dieses Verhalten kann man nicht bei den ^{12}CO (1-0)-Daten beobachten, was mit der geringeren Winkelauflösung dieser Daten erklärt werden kann. Die schlechtere Auflösung hat eine Mittelung unterschiedlicher Geschwindigkeiten im Beam zur Folge, so daß man eine niedrigere Geschwindigkeit als die tatsächliche mißt. Für Radien $< 1''$ habe ich je nach Modellansatz die Rotationskurve bis zum Radius 0'' bei der Geschwindigkeit 0 km/s extrapoliert bzw. den inneren Teil dieser Kurve mit einer Rotationskurve ersetzt, die man für die in 7.5 abgeleitete eingeschlossene Masse erwarten würde.

8.1.2 Das stellare Geschwindigkeitsfeld

García-Lorenzo et al. (1997) haben das stellare Geschwindigkeitsfeld der zentralen $24'' \times 20''$ in den Ca II-Triplettlinien im Optischen bei $\lambda 8498\text{\AA}$, $\lambda 8575\text{\AA}$ und $\lambda 8695\text{\AA}$ gemessen. Dieses Geschwindigkeitsfeld ist im Rahmen der Fehler mit dem aus den PdBI-Daten (s. Abb. 8.2) ermittelten Feld ähnlich. Quantitativ heißt das: etwa ± 50 km/s bzw. entsprechend einem Fehler von $\pm 1.0''$ mit der die beiden Geschwindigkeitskarten zur Deckung gebracht werden können (s.u.). Dies macht es unwahrscheinlich, daß aufgrund von optischen Tiefen-Effekten, die Ca II-Linienemission nur die Oberfläche eines stellaren Systems wiedergibt. Dieses Argument wird auch durch die Tatsache unterstützt, daß die in den Ca II-Linien gemessene Geschwindigkeitsdispersion gut mit der im NIR gemessenen übereinstimmt (Terlevich et al. 1990, Dressler 1984, Oliva et al. 1995). Das bedeutet, daß Sterne und Gas außerhalb der inneren $3''$ (Winkelauflösung der Untersuchung von García-Lorenzo et al. 1997) vermutlich eine ähnliche Dynamik aufweisen. Dies steht im Widerspruch zu der Interpretation von García-Lorenzo et al. (1997), die das stellare Geschwindigkeitsfeld als Zusammensetzung aus zwei kinematischen unterschiedlichen Komponenten sehen. Die Autoren begründen diese Interpretation mit einem Versatz des Geschwindigkeitsfelds in den inneren $5''$ bis $10''$ relativ zum äußeren Feld. Man erkennt deutlich eine Rotation der stellaren Komponente in den innersten $4'' - 5''$. Das Abknicken der Iso-Geschwindigkeitslinien im Norden nach Osten und im Süden (auf etwas höherem Geschwindigkeitsniveau) nach Westen entspricht jedoch sehr gut dem aus meinen Modellrechnungen erwarteten (s. 8.5) und gemessenen Verhalten von Gas und Sternen im Potential des NIR-Balken in NGC 1068 (s. Abb. 8.4).

8.1.3 Die Rotationskurve der inneren $10''$

Wie im Folgenden ausführlich diskutiert wird, kann die Diskrepanz zwischen der in 8.1.1 abgeleiteten Gasrotationskurve und der stellaren Rotationskurve in den inneren $10''$ mit der Geometrie des stellaren Potentials erklärt werden. Die folgende Diskussion wird in drei

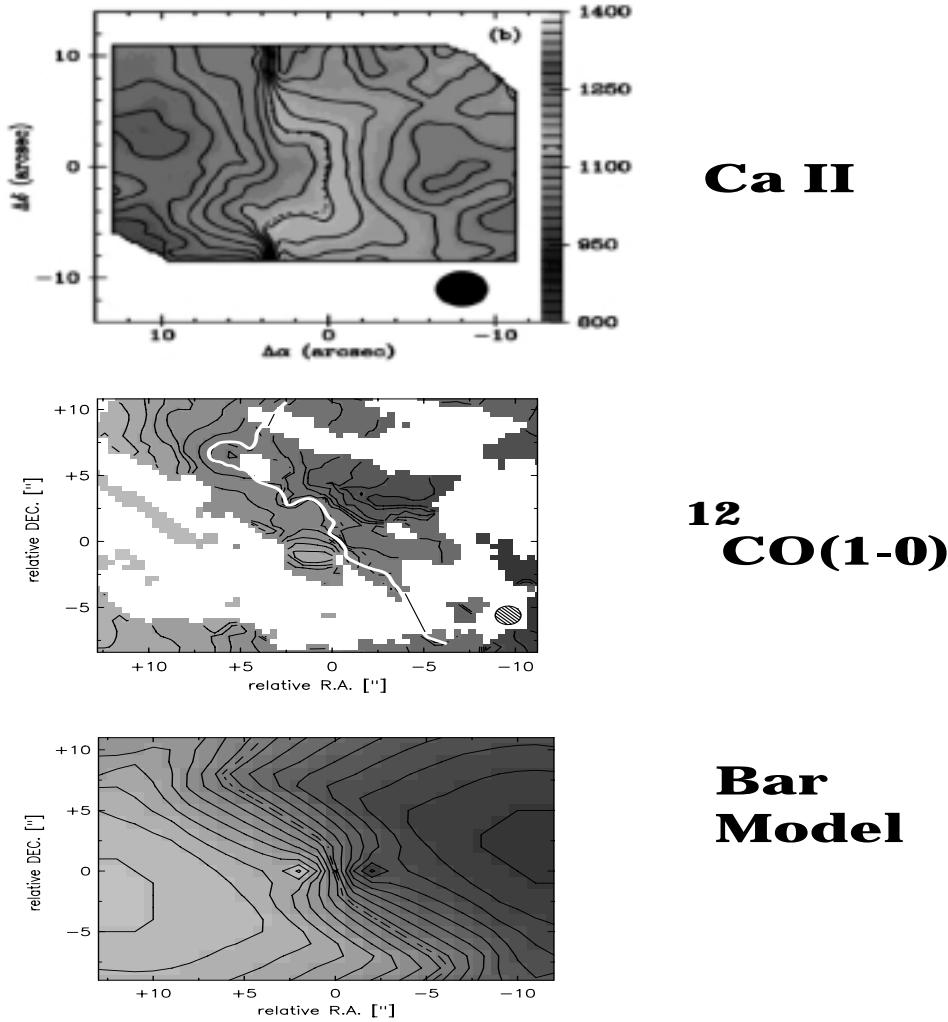


Abbildung 8.2: Vergleich des Gas- und stellaren Geschwindigkeitsfelds in NGC 1068. Hier werden die Geschwindigkeitsfelder die aus den optischen Ca II-Absorptionslinien (García-Lorenzo et al. 1997), den ^{12}CO (1-0) interferometrischen Daten (diese Arbeit) und dem Balken-Modell aus 3DRings (s. 8.5), das diese Daten für Radien $> 2''$ sehr gut beschreibt (ebenfalls diese Arbeit), verglichen. Unter Berücksichtigung der meßtechnischen Unsicherheiten im optischen ($3''$ Auflösung) und mm-Bereich ($1.4''$ Auflösung) sind die gemessenen Geschwindigkeitsfelder einander ähnlich und spiegeln die Bewegung der Sterne und des Gases im Potential des NIR-Balkens von NGC 1068 wieder. In beiden Karten stimmt der generelle Verlauf der Iso-Geschwindigkeitslinien mit dem Modell überein. Hierbei ist besonders das 'Umknicken' etwa $7''$ nördlich bzw. südlich des Kerns sowie der NS-Verlauf der Isolinien in den inneren $6''$ zu erwähnen. Die Geschwindigkeitslinie bei systematischer Geschwindigkeit ist in der mittleren Karte weiß (bzw. schwarz interpoliert) hervorgehoben. In dem stellaren Geschwindigkeitsfeld (oben) sind die Konturen von 800 km/s bis 1400 km/s in Schritten von 20 km/s dargestellt. Die gestrichelte Linie ist bei 1137 km/s. Im Gas- bzw. Modell-Geschwindigkeitsfeld ist gestrichelte Linie bei 1130 km/s, die durchgezogenen relativ dazu bei ± 10 km/s, ± 30 km/s, ± 50 km/s usw.

Schritten vorgenommen. Zunächst gehe ich, wie Thatte et al. (1997), von einem isotropen sphärischen Sternhaufen aus. In einem zweiten Ansatz betrachte ich dann ein zentrales oblates System von Sternen und diskutiere zum Schluß den Einfluß des Potentials des NIR-Balkens (s. 8.2)

Isotroper, sphärischer Sternhaufen: Thatte et al. (1997) haben die radiale Oberflächenhelligkeit der stellaren Komponente in den inneren 20" im K-Band kartiert und aus gemessenen stellaren Geschwindigkeitsdispersionen eine unter Verwendung der Jeans-Gleichung für einen isotropen, sphärischen Sternhaufen (Ableitung aus der stoßfreien Boltzmann-Gleichung siehe Binney & Tremaine 1987) eine eingeschlossene Masse von $6.5 \times 10^8 M_\odot$ abgeleitet.

Die Methode zur Ableitung der Masse aus der Jeans-Gleichung erläutere ich im Folgenden:

Man kann für einen sphärischen Sternhaufen, dessen Rotation vernachlässigbar ist, die Masse $M(r)$ aus der Dispersion σ unter Anwendung der Jeansgleichung errechnen:

$$M(r) = \frac{r\sigma_r^2}{G} \left(-\frac{d\ln(\rho(r))}{d\ln(r)} - \frac{d\ln(\sigma_r^2(r))}{d\ln(r)} - 2\beta \right) \quad (8.1)$$

Dabei ist $\rho(r)$ die Dichte und $\beta = 1 - \frac{\sigma_r}{\sigma_\phi}$ der Anisotropieterm. Dabei ist σ_r die radiale und σ_ϕ die azimuthale Geschwindigkeitsdispersion. Dieser Term wird Null, wenn das Geschwindigkeitsfeld isotrop ist, d.h. wenn die Geschwindigkeitsdispersion in allen räumlichen Richtungen gleich ist, also $\sigma = \sigma_r = \sigma_\phi$ gilt. Für ein isotropes Geschwindigkeitsfeld und keinen Gradienten im radialen Profil der Geschwindigkeitsdispersion vereinfacht sich Gleichung 8.1 zu

$$M(r) = -\frac{r\sigma^2}{G} \frac{d\ln(\rho(r))}{d\ln(r)}. \quad (8.2)$$

Wenn sich die Dichteverteilung $\rho(r)$ der Masse durch ein Potenzgesetz der Form $\rho(r) \sim r^{-\alpha}$ beschreiben läßt, kann man Gleichung 8.2 in folgender Weise schreiben als:

$$M(r) = \frac{\alpha r \sigma^2}{G}. \quad (8.3)$$

Für isotherme Haufen findet man für die zirkulare Geschwindigkeit v_c (Binney & Tremaine 1987)

$$v_c^2 = \alpha \sigma^2 = -\sigma^2 \frac{d\ln(\rho(r))}{d\ln(r)} \quad (8.4)$$

und erhält deutlich außerhalb des Kernradius einen Wert von -2, so daß für isotherme Haufen gilt:

$$v_c = \sqrt{2}\sigma \quad (8.5)$$

Eine ausführliche Herleitung ist in Binney & Tremaine (1987) gegeben.

Um den richtigen Wert für σ zu verwenden, muß man die gemessene Dispersion für Beiträge aus der Rotation in der Apertur bzw. dem Beam korrigieren. Hinzu kommt noch eine Unsicherheit bei der Bestimmung der Dispersion durch die Wahl des Template-Sterns, ein charakteristischer Vertreter seines Typs. Stimmen Form und Stärke der Absorptionslinien des Template-Sterns nicht mit denen des mittleren stellaren Typs der Galaxie überein, so wird die Größe der durch den Vergleich abgeleiteten Geschwindigkeitsdispersion beeinflusst. Zusätzlich kann die Dispersion durch die darunter liegende Bulge-Komponente kontaminiert sein. Dies ist abhängig von dem Maß mit dem der Kern aufgelöst wird bzw. räumlich von der Bulge-Komponente getrennt werden kann.

Dressler (1984) mißt entlang der Ost-West-Richtung in NGC 1068 eine konstante Geschwindigkeitsdispersion von ~ 140 km/s in den inneren $15''$ in jeweils $2''$ Aperturen. Zugleich ändert sich die systematische Geschwindigkeit um 100 km/s über diesen gesamten Bereich. Die Korrektur der Geschwindigkeitsdispersion in den Aperturen von $2''$ bis $4''$ für den Beitrag des sich ändernden Geschwindigkeitsfelds sind somit vernachlässigbar ($\sim (10 - 20)$ km/s entsprechend weniger als einer 2 %-Änderung von $\sigma = 140$ km/s unter Verwendung von Gleichung 3.1). Dies bedeutet, da die von Dressler (1984), Terlevich et al. (1990) und Oliva et al. (1995) gemessenen Dispersion in der zentralen Bogensekunde in etwa übereinstimmen, daß sie von einer Komponente stammen, die eine Ausdehnung von etwa $15''$ hat. Der von Thatte et al. (1997) gefundene stellare Haufen im Zentrum der Galaxie hat jedoch eine FWHM von etwa $0.66''$ und ist damit deutlich kleiner.

Die Geschwindigkeitsdispersion, die man aus den optischen Absorptionslinien des CaII-Tripletts erhält, liegt für die inneren $20''$ bei einem konstanten Wert von ~ 140 km/s (Dressler 1984). Inwieweit diese Messung, sowie auch die Messung von Terlevich et al. (1990), von der Wahl eines K0III-Sterns als Referenzpunkt beeinflusst sind, ist schwer abzuschätzen. Da es jedoch Hinweise aus den optischen Linien auf eine eher von Überriesen dominierte Komponente im Kern gibt, und Überriesen tiefere CaII-Absorptionslinien als Riesen zeigen (Terlevich et al. 1990), könnte dies zu einer Überschätzung der Geschwindigkeitsdispersion führen.

Mit dem von Thatte et al. (1997) gefundenen Kernradius von $0.33''$ für den nuklearen Sternhaufen sowie unter der Annahme einer Oberflächenhelligkeit von 3 mJy pro Quadratbogensekunde (s. Tab. 1 in Thatte et al. 1997) für die ausgedehntere Emission vom Bulge/Balken, erhält man in einer $5''$ Apertur einen Beitrag des nuklearen Sternhaufens von etwa 46 % zum gesamten stellaren Kontinuum. Oliva et al. (1995) messen in einer $4.4'' \times 4.4''$ eine Geschwindigkeitsdispersion $\sigma = (161 \pm 20)$ km/s im NIR (H-Band). Dies würde bedeuten, daß die Geschwindigkeitsdispersion des nuklearen Sternhaufens maximal den Wert der Geschwindigkeitsdispersion, die weiter außen gemessen wird, haben kann, da die Meßwerte von Oliva et al. (1995), Terlevich et al. (1990) und Dressler (1984) im Rahmen ihrer Fehler übereinstimmen. Dies bedeutet, daß die von Thatte et al. (1997) abgeleitete dynamische Masse eine obere Grenze darstellt.

Für *isotrope Sternhaufen* gilt Beziehung 8.4 zwischen der zirkularen Rotationsgeschwindigkeit v_c und der Geschwindigkeitsdispersion. Für Radien deutlich außerhalb des Kernradiuses wird $\frac{d \ln(\rho(r))}{d \ln(r)}$ zu -2 (S. Abb. 4-8 in Binney & Tremaine 1987). Da man sich im

Falle von NGC 1068 nicht in diesem Bereich befindet, ist es sinnvoller $\frac{d \ln(\rho(r))}{d \ln(r)}$ aus der Oberflächenhelligkeitskurve abzuleiten. Aus der von Thatte et al. (1997) gegebenen Oberflächenhelligkeitskurve, die für große Radien mit einer aus dem IRAC2-K-Band-Bild (s. Abb. 8.4) erhaltenen Kurve ergänzt wurde, ergibt sich jedoch, daß $\frac{d \ln(\rho(r))}{d \ln(r)}$ weitestgehend konstant bei -2.2 liegt.

Damit folgt aus der konstanten Geschwindigkeitsdispersion sofort eine konstante Rotationsgeschwindigkeit. Dies steht im Gegensatz zu den Beobachtungen, die eine Rotation sowohl für das molekulare und ionisierte Gas (s. 8.1.1 als auch die Sterne (s. 8.1.2) liefern. Dies deutet darauf hin, daß die vereinfachende Annahme eines isotropen Haufen nicht ganz gerechtfertigt ist. Dies wird ebenfalls durch die beobachtete Balkenstruktur unterstützt.

Zentrales oblates System: Wie Beobachtungen und theoretische Rechnungen (z.B. Norman et al. 1996, Hasan et al. 1993, Combes et al. 1990) zeigen, geht der Balken bei kleinen Radien in den Bulge über. Der Bulge zeigt ähnliche Eigenschaften, wie man sie auch in elliptischen Galaxien beobachtet. Elliptische Galaxien können als ein oblates System beschrieben werden. Man kann nun in zweiter Näherung den Bulge, der den zentralen Teil des Balkens darstellt, in Analogie zu elliptischen Galaxien als *oblates System* betrachten. Die Jeans-Gleichung kann für diesen Fall in zwei getrennte Systeme zerlegt werden:

$$\nu \frac{\partial \Phi}{\partial z} = -\frac{\partial(\nu \sigma_z^2)}{\partial z} - \frac{\partial(\nu \overline{v_R v_z} R)}{R \partial R} \quad (8.6)$$

$$\nu \frac{\partial \Phi}{\partial R} = -\frac{\partial(\nu \sigma_R^2)}{\partial R} - \frac{\partial(\nu \overline{v_R v_z} R)}{\partial z} - \frac{\nu}{R}(\sigma_R^2 - \overline{v_\Phi^2} - \sigma_\Phi^2) \quad (8.7)$$

ν ist die Zahlendichte der Sterne und σ_R, σ_Φ und σ_z die Geschwindigkeitsdispersion entlang der polaren Koordinaten R, Φ und der z -Achse.

Unter der vereinfachenden Annahme eines oblaten Systems und isotroper Geschwindigkeitsdispersion hat z.B. Fillmore (1986) versucht, die beobachteten Geschwindigkeitsdispersionen und Rotationsgeschwindigkeiten an einige Galaxien mittels eines abgeplatteten Sphäroids anzupassen. Dabei zeigt sich, daß die Annahme von isotroper Geschwindigkeitsdispersion bei kleinen Radien zu hohe Rotationsgeschwindigkeiten vorhersagt. Fillmore (1986) schloß daraus, daß auch die Verteilung der in echten elliptischen Galaxien gemessenen Geschwindigkeitsdispersion anisotrop ist.

In Abb. 4-5 in Binney & Tremaine (1987) stellt die Beziehung zwischen dem Rotationsparameter $\frac{v}{\sigma}$ in Abhängigkeit der Elliptizität $\epsilon = (1 - \frac{b}{a})$ (mit b als Länge der kleinen Halbachse, also der Dicke des oblaten Systems, und a als Länge der großen Halbachse des oblaten Systems) und der Anisotropie δ dar. Die Autoren weisen darauf hin, daß bei einem System, dessen Iso-Dichte-Oberflächen einander ähnliche konzentrische Ellipsoide sind, $\frac{v}{\sigma}$ nur von der Elliptizität ϵ und der Anisotropie δ abhängen. Die Annahme konzentrischer Oberflächen ist für Radien $\leq 5''$ in NGC 1068 relativ gut erfüllt. Nimmt man nun eine mittlere Geschwindigkeit von etwa 170 km/s sowie eine isotrope Dispersion von 140 kms/s an, so ergibt sich eine Abplattung von etwa 0.55 (z/r) (entsprechend $\epsilon = 0.45$). Für kleinere Radien wird jedoch diese Abplattung zurückgehen und die Verteilung sphäri-

scher werden. Dies bedeutet, daß $\frac{v}{\sigma}$ kleiner 1 wird und damit bei konstanter Dispersion σ die zirkulare Geschwindigkeit v abnehmen muß. Dies ist mit dem beobachteten Abfall der stellaren Rotationskurve konsistent.

Einfluß des Balkenpotentials: NGC 1068 besitzt in den inneren 20" den NIR-Balken (Scoville et al. 1988, Thronson et al. 1989). *Balken* zeigen jedoch eine prolata Symmetrie und sind wahrscheinlich triaxiale Systeme. Diese Systeme können eine Anisotropie in der Geschwindigkeitsdispersion aufweisen, wobei der Ellipsoid der Geschwindigkeitsdispersion nicht unbedingt koaxial zum Balken liegen muß. Aussagen über das Verhalten der Geschwindigkeitsdispersion sind hier relativ schwierig, da im Balkenpotential unterschiedliche Bahnfamilien existieren, die auch eine Ausdehnung in z-Richtung haben. Weiterhin können noch (radiale und vertikale) Resonanzen auftreten, die gewisse Bahnfamilien eventuell besonders bevorzugen. Alle diese Effekte tragen zur beobachteten Geschwindigkeitsdispersion bei. Genauere Untersuchungen von 3-dimensionalen Bahnen in Balkenpotentialen stehen jedoch erst am Anfang (erstmalig Pfenniger 1984, s. auch Combes et al. 1990, Olle & Pfenniger 1998). Dies bedeutet, um eine gute Aussage aus der stellaren Geschwindigkeitsdispersion zu machen, wäre eine Modellierung des Potentials am besten geeignet.

Vergleich der Bewegung von Gas und Sternen: Im Gegensatz zu den Sternen zeigt das Gas fast keine Geschwindigkeitsdispersion (s. 7.4.2). Dies bedeutet, daß das Gas von dem stellaren Haufen entkoppelt ist. Dies erklärt auch, weshalb die zum Modellieren verwendete Rotationskurve über der von Garcia-Lorenzo et al. (1997) erhaltenen stellaren Rotationskurve liegt. Damit ist das molekulare Gas für zirkulare Bahnen ein relativ guter Indikator des Potentials, und seine Rotationsgeschwindigkeit spiegelt im Rahmen der Fehler die dynamische Masse wieder (s. 8.4).

8.2 Die Balken in NGC 1068

Es ist wichtig zu untersuchen, ob und wenn ja, wieviele Balken eine Galaxie besitzt, da diese die Gaskinematik erheblich beeinflussen können (s. 2.4.3). NGC 1068 ist zwar als eine Spiralgalaxie ohne Balken im dem RC3-Katalog (de Vaucouleurs et al. 1991) aufgeführt, jedoch fanden Scoville et al. (1988) in ihren K-Bandaufnahmen einen 32" langen Balken (NIR-Balken) (Abb. 8.4) mit einem Positionswinkel von 48°. Thronson et al. (1989) zeigen in ihrer Abb. 2, daß der Balken sich im K-Band auf einem Niveau von etwa 3.0 % des maximalen Flusses befindet. Damit trägt der Balken bei einer Wellenlänge von 2.2 μm etwa zu 20 % zum Fluß in einer 30" Apertur bei. Unter der Annahme, daß sich im Balken und in der Scheibe die gleichen Sternpopulationen befinden, würde der Balken etwa 20 % zu der gesamten Masse in diesem Gebiet betragen. Am NIR-Balkenende schließen die Gasspiralarms an. Dies steht im *Widerspruch* zu den Aussagen aus der Dynamik von Balken, die bei der Korotation (\approx Balkenende, s. 2.4.3.2) keine massive Ansammlung von Gas vorhersagen (s. Abbildungen in Athanassoula 1992b), sondern dies bei einer ILR erwarten. Dies weist darauf hin, daß es einen zweiten größeren Balken in NGC 1068 gibt. Die optischen Aufnahmen aus dem Arp-Atlas (1966) und den Hubble-Atlas (Sandage 1961) mit einem großem Gesichtsfeld zeigen eine Scheibe mit Spiralarmsen und Staubspu-

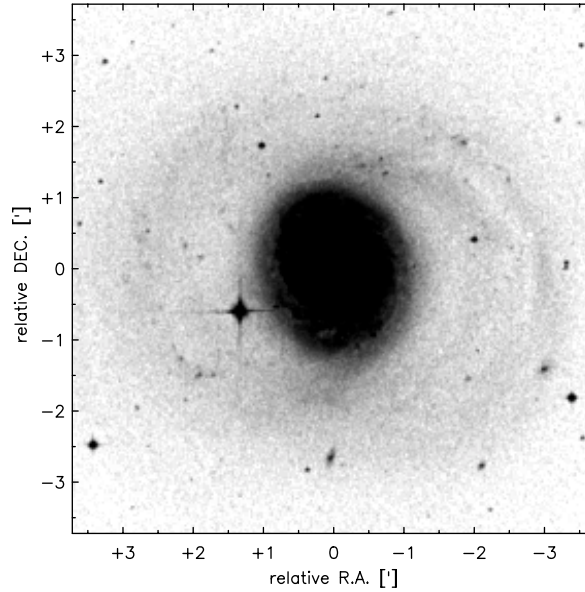


Abbildung 8.3: DSS-Aufnahme von NGC 1068

ren, die in NS-Richtung eine Ausdehnung von etwa $100''$ und in EW-Richtung von etwa $80''$ hat. Bland-Hawthorn et al. (1997) geben für diese große ovale Verteilung, die eine Länge von 13 kpc ($\sim 180''$) besitzt, einen Positionswinkel von etwa 5° und eine Exzentrizität von etwa 0.8 an - gemessen in BRI-Bildern von R.B. Tully. Der Positionswinkel der Galaxie verläuft jedoch in etwa EW. Damit ist die gemessene Exzentrizität kein Projektionseffekt aufgrund der Inklination und sondern ein großer Balken, der sich entlang der kleinen Achse der Galaxie befindet. In der tieferen Aufnahme des Digitized Sky Survey ist die Ausdehnung, gemessen an der äußersten Kontur, in EW-Richtung größer als in NS-Richtung, also genau umgekehrt wie bei der Scheibe. Das an der äußersten Kontur ermittelte Achsenverhältnis entspricht der Inklination. Deprojiziert man dieses Bild (Abb. 8.3), so findet man einen Balken in NS-Richtung mit einem Radius von etwa $120''$ (8.2 kpc). Dieser Balken hat bei etwa $18''$ (1.3 kpc) seine ILR (s. 8.3) und ist damit die Erklärung für die beobachteten Gasspiralarme. Diese Spiralarme befinden sich deprojiziert in guter Näherung auf einem Kreis um das Zentrum. Dies kann nun als Position der ILR des äußeren Balkens erklärt werden. Damit ist der von Scoville et al. (1988) gefundene NIR-Balken ein *innerer* Balken, vergleichbar zu denen, die schon in einigen Galaxien beobachtet wurden (Friedli et al. 1996).

8.3 Die dynamischen Resonanzen in NGC 1068

Wie in 2.4.3.2 beschrieben kann man aus der Rotationskurve und der Kenntnis der Balkenlängen (s. 8.2) die Positionen der Resonanzen abschätzen. In Abb. 8.5 sind die erhaltenen Winkelgeschwindigkeiten und die im Folgenden ermittelten Positionen der Resonanzen in NGC 1068 dargestellt. Die Positionen der Resonanzen sind im Rahmen der

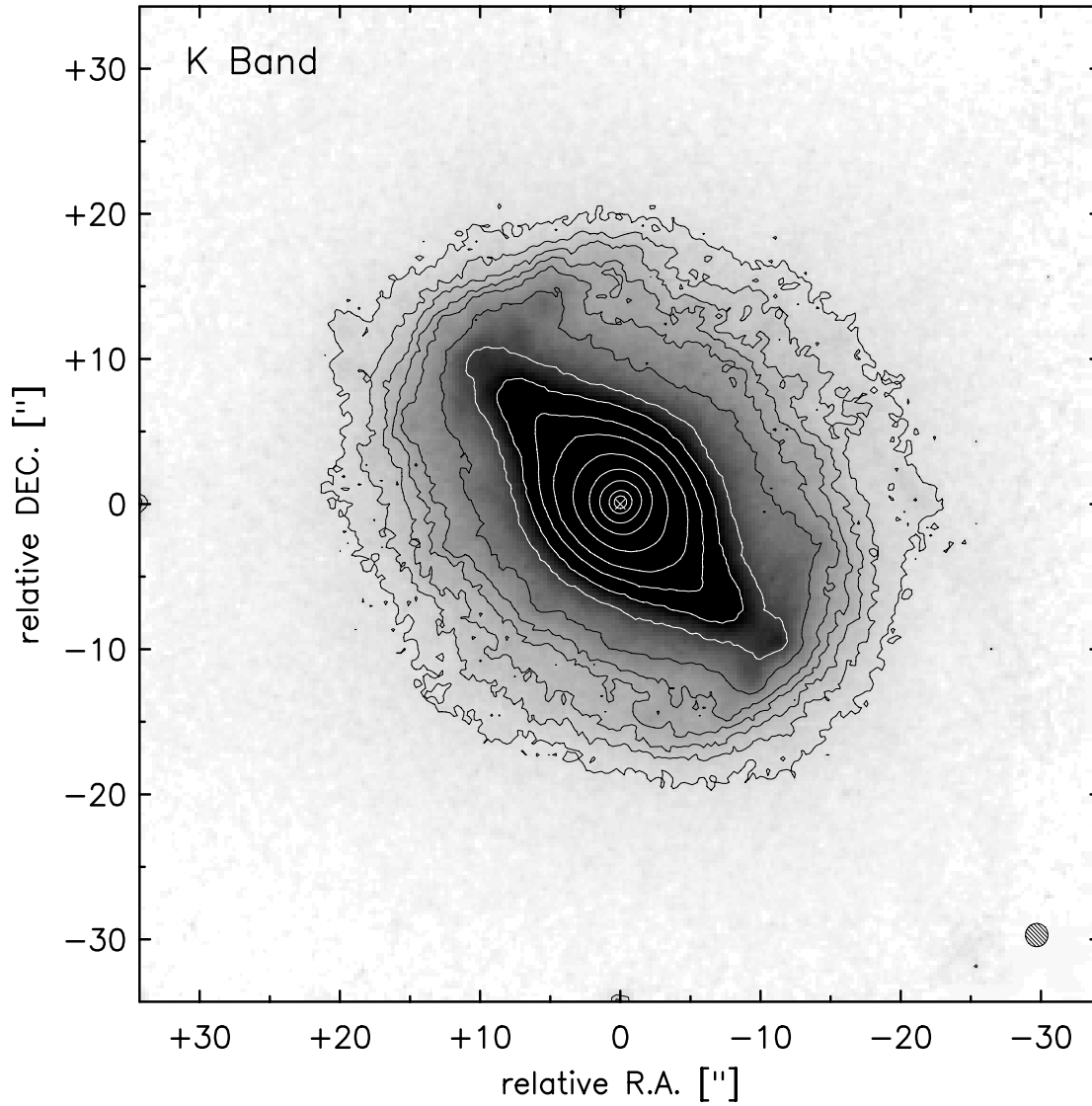


Abbildung 8.4: Der NIR-Balken in NGC 1068 im K-Band aufgenommen mit der IRAC2-Kamera am 2.2m-MPG/ESO-Teleskop in La Silla, Chile. Man erkennt neben dem Balken ($PA \sim 48^\circ$) die Anfänge der Spiralarme. Die Konturen sind bei 0.2, 0.25, 0.3, 0.35, 0.4, 0.5, 0.7, 0.9, 1.2, 1.6, 2.5, 5, 15, 50 und 80% des Maximums von 9.01 mJy/pixel. Die Auflösung beträgt etwa $2''$, die Größe eines Pixels ist $0.27'' \times 0.27''$.

Fehler konsistent mit den beobachteten Balkenlängen und den Vorhersagen aus der linearen Theorie (s. 2.4.3.2). Dieses Ergebnis wird im Rahmen der Anwendung von 3DRings (s. 8.5) diskutiert.

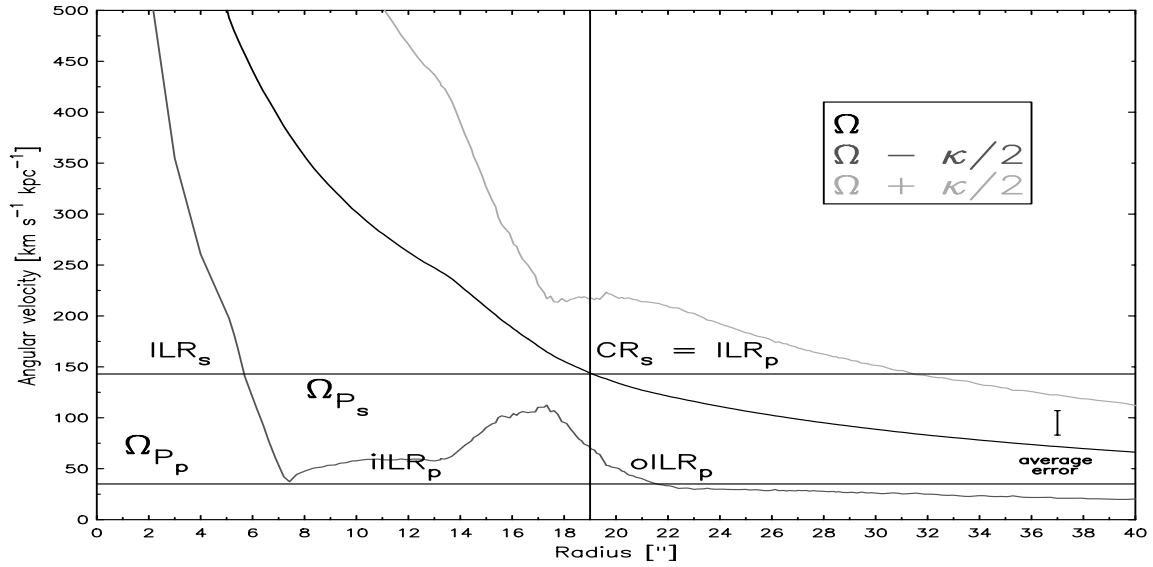


Abbildung 8.5: Die Positionen der inneren Lindblad-Resonanz (ILR) und Korotations-Resonanz (CR) in NGC 1068. Der äußere Balken hat seine ILR_p bei einem Radius von etwa $18''$, also im Abstand der Spiralarme. Für den Fall eines zweiten (sekundären) Balkens stimmt dessen CR_s mit der ILR_p der äußeren (primären) Balkens - wie hier für NGC 1068 schön zu sehen ist - überein. (Genauere Erläuterungen s. Text)

Ermittlung der Winkelgeschwindigkeiten: Um die Positionen der Resonanzen zu ermitteln, muß man die Winkelgeschwindigkeit Ω sowie $(\Omega - \kappa/2)$ und $(\Omega + \kappa/2)$ (mit Hilfe der Epizykelfrequenz κ) bestimmen. Man kann κ aus Gleichung 2.51 bestimmen, in dem man $\frac{dv}{dr}$ durch die Steigung $\frac{\Delta v}{\Delta r}$ bei jedem Radius r ersetzt. Daraus folgt sofort, daß der Fehler bei größeren Steigungen höher ist, da diese nicht so gut abgetastet werden können. Der Fehler der einzelnen Winkelgeschwindigkeiten beträgt im Mittel etwa ± 12 km/s/kpc, jedoch bei Radien $< 5''$ ist er größer, da hier die Bestimmung der Rotationskurve aus den ^{12}CO -Daten durch asymmetrische Komponenten erschwert wurde (s. 8.1). Das lokale Maximum in der $(\Omega - \kappa/2)$ -Kurve bei $17''$ entsteht durch die Änderung der Steigung (= Änderung in κ) der Rotationskurve, die hier ihr absolutes Maximum erreicht, und danach wieder abfällt. Man findet dieses lokale Maximum auch in den ^{12}CO -Daten von Helfer & Blitz (1995; s. Abb. 18) sowie in der Kurve von Telesco & Decher (1988; s. Abb. 6), die aus stellaren Emissions- und Absorptionslinien abgeleitet wurde.

Ermittlung der Resonanzen: Der äußere oder auch primäre Balken hat eine deprojizierte Länge von etwa $120''$ (8.2 kpc) (s. 8.2). Aus der HI-Rotationskurve von Brinks et al. (1997) liest man eine Rotationsgeschwindigkeit von $\sim (165 \pm 5)$ km/s ab. Dies ergibt

eine Winkelgeschwindigkeit Ω_{P_p} von etwa $20 \frac{km/s}{kpc}$ mit einem Fehler von etwa $\pm 10 \frac{km/s}{kpc}$, da das Balkenende nicht genau mit der Korotation überein stimmen muß. Diese Pattern-Winkelgeschwindigkeit hat dann bei etwa $22''$ ihre äußere ILR ($oILR_p$) und bei etwa $14''$ ihre innere ILR ($iILR_p$) (s. Abb. 8.5).

Da für einen inneren oder auch sekundären Balken gilt, daß seine Korotation CR_s mit der ILR_p des primären Balkens zusammen fällt, sollte der NIR-Balken von NGC 1068 eine deprojizierte Länge von etwa $20''$ aufweisen. Man erhält auch tatsächlich einen Wert von $19''$ für die Länge des beobachteten NIR-Balkens, wenn man für die Inklination korrigiert. Damit hat der sekundäre Balken eine Winkelgeschwindigkeit Ω_{P_s} von $\sim 140 \frac{km/s}{kpc}$. Daraus folgt, daß der NIR-Balken eine ILR_s bei etwa $2''$ hat, also im Bereich des nuklearen Rings. Wie oben erwähnt, ist jedoch die Bestimmung von $\Omega - \kappa/2$ in diesem Bereich relativ unsicher.

Tabelle 8.1: Molekulare Massen verschiedener Komponenten in NGC 1068

Komponente	$\int T_{mb} dv$ [K km/s]	N_{H_2} [10^{23} cm^{-2}]	A [10^{-3} kpc]	M_{H_2} [$10^7 M_\odot$]	M_{dyn} [$10^8 M_\odot$]
Gesamt	31720	63.4	7.1	68.2	120
Spiralarme	26430	52.9	7.1	56.8	
N-Balken	2140	4.3	7.1	4.6	
Ring (1-0)	1480	3.0	7.1	3.2	9.1
Ring (2-1)	9900	19.8	1.8	5.3	
Knoten (E)	570	1.1	1.8	0.3	
Knoten (W)	380	0.8	1.8	0.2	

Da das Verhältnis der beiden ^{12}CO -Linie nahe 1 ist, wurde bei der Bestimmung der molekularen Wasserstoffmasse M_{H_2} auf eine Korrektur verzichtet. Der Unterschied in der Masse des (nuklearen) Rings ist im wesentlichen durch die unterschiedliche räumliche Auflösung der Daten bedingt. Bis auf die beiden Knoten wurde der Fluß in den Intensitätskarten der gesamten Linienbreite ermittelt. Für die Knoten wurde nur von -230 km/s bis -30 km/s integriert. Der Knoten (E) wurde in einer eckigen Apertur mit den Eckpunkten ($-1.3''/-2.0''$ und $0.6''/-0.9''$) gemessen, für den Knoten (W) waren die entsprechenden Punkte ($0.8''/-1.3''$ und $1.9''/-0.4''$). Die dynamische Masse wurde nach Gleichung 5.7 und unter Verwendung der Gasrotationskurve für Radien von $18''$ und $2''$ errechnet.

8.4 Molekulare und dynamische Masse

Man kann aus dem integrierten ^{12}CO -Linienfluß die Masse an molekularem Wasserstoff ableiten (s. 5.8.1). Ich habe für verschiedene Komponenten, die in Tab. 8.1 aufgeführt sind, die molekulare Gasmasse unter der Annahme eines festen $\frac{N_{H_2}}{I_{CO}}$ -Konversionsfaktors von $2 \times 10^{20} \frac{cm^{-2}}{K km/s}$ (Strong et al. (1989) (s. 5.8.1) und eines $\frac{^{12}\text{CO}(2-1)}{^{12}\text{CO}(1-0)}$ -Verhältnisses von 1 bestimmt. (Die ausführliche Herleitung inklusive der verwendeten Gleichungen und Voraussetzungen ist in 5.8.1 beschrieben.) Interessant ist, daß fast die gesamte abgeleitete molekulare Gasmasse der inneren Bogenminute in den Spiralarmen konzentriert ist. Der Vergleich zu NGC 3227 zeigt jedoch, daß die Massen, die sich in den nuklearen Ringen befinden, in etwa gleich groß sind. Zur Ableitung der dynamischen Masse in NGC 1068 wurde die Gasrotationskurve, die sich aus der Modellierung der beobachteten Gasdynamik

(s. 8.5) ergeben hat, benutzt. Wie in 8.1.3 ausführlich dargelegt, ist die Gasrotationskurve besonders geeignet, um die dynamische (eingeschlossene) Masse zu bestimmen. Der erhaltene Wert steht in Übereinstimmung mit der von Thatte et al. (1997) aus der stellaren Geschwindigkeitsdispersion abgeleiteten oberen Grenze. Der Anteil der molekularen Masse an der dynamischen Masse beträgt jedoch nur etwa 5 %. Dies kann jedoch verfälscht und nur eine untere Grenze sein, da ausgedehnte Emission, die auch auf einem niedrigen Flußniveau ist, dennoch viel zur molekularen Masse Beitragen kann.

8.5 Die Modellierung der mm-Daten

Das Geschwindigkeitsfeld (s. 7.4.1) weicht deutlich von dem einer einfachen rotierenden Scheibe ab, da sich schon bei einem Radius von $\sim 10''$ der Positionswinkel der großen kinematischen Achse um etwa 45° entgegen dem Uhrzeigersinn ändert. Weiterhin zeigen Geschwindigkeitsfeld und pv-Diagramme der inneren $2''$ bis $4''$ eine komplexe Struktur auf. Diese kann man besonders gut in dem pv-Diagramm bei einem PA von 110° erkennen, in dem bei einem Radius von $1''$ die Geschwindigkeit abrupt auf die systematische Geschwindigkeit abfällt (s. 7.5). *Diese Charakteristika des beobachteten Geschwindigkeitsfelds lassen sich nicht durch einfache zirkuläre Bewegungen in einem planaren System erklären. Eine mögliche Erklärung bieten, wie in 2.4 und 2.5 dargelegt, zum einen planare elliptische Bahnen, wie sie in Balkenpotentialen auftreten (s. 2.5.4), und zum anderen aus der Galaxienebene geneigte zirkuläre Bahnen, die eine Wölbung der Galaxienscheibe beschreiben (s. 2.5.2).*

Aufgrund des komplizierten Geschwindigkeitsfelds ist es im Falle von NGC 1068 nicht sehr aufschlußreich, die Daten in ihre zirkulären und nicht-zirkulären Komponenten via 3DMod zu zerlegen. Da es, wie oben erläutert, offensichtlich ist, daß in der Region der Spiralarme und des NIR-Balken Abweichungen von der zirkulären Bewegung bei größeren Radien bestehen, habe ich sofort versucht, NGC 1068 mit Hilfe von 3DRings zu modellieren, das eine wesentlich direktere Beschreibung der Verteilung und Kinematik des molekularen Gases als 3DMod zuläßt. Wie bei NGC 3227 (s. 5.10) wurde auch hier die Inklination, der Positionswinkel sowie die in 8.1 abgeleitete Rotationskurve als feste Eingabegrößen verwendet. Die Bestimmung der Fehler erfolgte ebenfalls analog (s. 5.10). In den Abbildungen G.5 bis G.9 sind einzelne Parameter der beiden besten reinen Modelle variiert worden.

Es wurden die bestmöglichen Anpassungen für den reinen Warp-Ansatz (s. 8.5.1) und den reinen Balken-Ansatz (s. 8.5.2) gesucht. Als Ergebnis (wie in den folgenden Abschnitten dargelegt) ergibt sich, daß ein gemischtes Modell (s. 8.5.3), daß die beiden Lösungen kombiniert, die beste und sinnvollste Anpassung an die Daten liefert. Eine Diskussion dieses Ergebnisses in Zusammenhang mit Beobachtungen aus anderen Wellenlängenbereichen hinsichtlich der physikalischen Relevanz dieser Lösung wird in 8.5.3 vorgenommen. Gemeinsam ist den Modellen, daß sich aufgrund des symmetrischen Ansatzes offensichtliche Asymmetrien in der Flußverteilung, wie sie z.B. der westliche Knoten im nuklearen Ring darstellt, nicht angepaßt werden können.

8.5.1 Der Warp-Ansatz

Motivation: Wie bei NGC 3227 (s. 4.4.3) ist auch hier das nukleare Geschwindigkeitsfeld komplex, jedoch hier schon bei Radien von etwa $1.5''$ (110 pc) und nicht erst im Sub-Bogensekunden-Bereich. Insbesondere fällt der steile Anstieg in der aus den Minima und Maxima abgeleiteten beobachteten Rotationskurve (s. 8.1) bei einem Radius von etwa $1''$ sowie die starke Änderung des Positionswinkels der großen kinematischen Achse als Funktion des Radius im Geschwindigkeitsfeld auf. Diese Eigenschaften können nicht durch einfache zirkuläre Rotation in einem planaren System erklärt werden. Wie bereits in 2.3 erläutert, existieren zwei mögliche Bahnformen, um nicht-zirkuläre, langfristig stabile Gasbewegungen zu beschreiben. Die elliptischen Bahnen eines Balkenpotentials werden in 8.5.2 diskutiert, wo sich auch zeigt, daß die Anpassung der inneren $5''$ mit diesen Bahnen nicht völlig befriedigende Ergebnisse liefert. Aufgrund der sehr guten Anpassung des Warp-Ansatzes an die Daten von NGC 3227, erscheint es sinnvoll, diesen Ansatz auch für NGC 1068 zu untersuchen.

Hinzu kommt, daß der Warp-Ansatz, wie in 8.5.3 genauer erläutert, eine natürliche Erklärung für eine Reihe von beobachteten Eigenschaften liefert:

- Die Bedeckung des Kerns durch absorbierende Gasmassen
- Die EW-Ausrichtung der NIR/MIR-Polarisationsvektoren in den inneren $3''$
- Eine natürliche Öffnung für den Ionisationskegel
- Eine natürliche Erklärung für die in optischen Karten angedeuteten Staubschlangen in EW-Richtung

Alle diese Eigenschaften können in einem planaren Balkenmodell nicht einfach in zusammenhängender Weise erklärt werden. Ziel ist es daher, den molekularen nuklearen Ring in NGC 1068 durch ein Warp-Modell anzupassen. Zu diesem Zweck müssen auch die Spiralarme modelliert werden, da bei diesem Radius schon eine Abweichung von der Kinematik der äußeren Scheibe hinsichtlich des Positionswinkels stattfindet (s. 7.4.1). Eine Modellierung der Spiralarme durch den Warp-Ansatz erscheint zunächst gerechtfertigt, da Steiman-Cameron et al. (1992) demonstriert haben, daß Spiralarme durch einen Warp entstehen können.

Zusammenfassung: Wie im Folgenden ausführlich dargelegt und an dieser Stelle schon zusammengefaßt, ist die beste Lösung des Warp-Ansatzes für den nukleare Ring in guter Übereinstimmung mit den Daten (siehe Abb. 8.7 und 8.8). In dem für die Anpassung wichtigsten pv-Diagramm (PA 110°), das den meisten Fluß enthält, beträgt die mittlere Abweichung der Anpassung an die Daten nur etwa 5 km/s. Im Bereich des nuklearen Rings können insbesondere alle charakteristischen Merkmale im pv-Diagramm bei 110° , wie die hohe Dispersion und der Anstieg in Geschwindigkeit bei einer $1''$ Radius, die Emission bei der systematischen Geschwindigkeit bei Radien $<1''$ und der Abfall der Geschwindigkeit zum Zentrum hin, erklärt werden. Entlang der kleinen kinematischen Achse ist die Anpassung nicht so gut. Hier treten Abweichungen $\delta v \approx \pm 20 \text{ km/s}$ auf. Dies liegt zum einen an dem geringen gemessenen Fluß, wodurch die symmetrischen Merkmale nicht so deutlich zu erkennen sind, zum anderen ist aufgrund der Deklination von NGC 1068 die

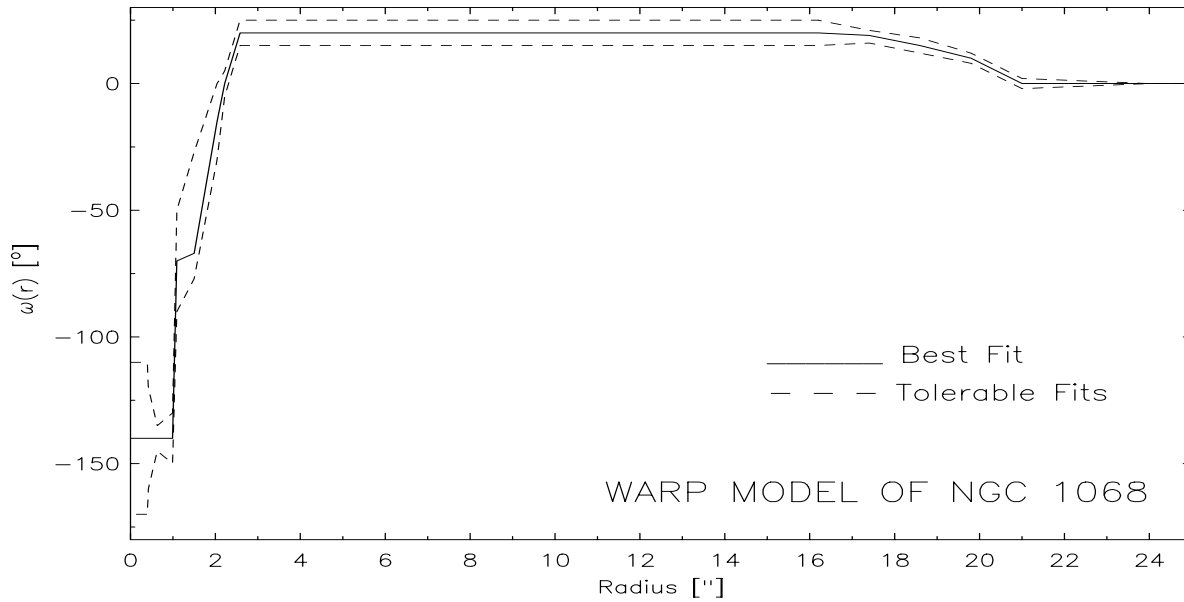


Abbildung 8.6: ω -Kurve des Warp-Ansatzes in NGC 1068. Die durchgezogene Linie stellt die beste Anpassung an die Daten dar. Die gestrichelten Linien kennzeichnen den Bereich, in dem man gerade noch befriedigende Anpassungen an die Daten erhält (s. Text und Abbildungen in Anhang G.2).

Bedeckung in der uv-Ebene in NS-Richtung nicht so gut wie in EW-Richtung und damit die Side-Lobs des Dirty Beams höher.

Bei den Spiralarmen läßt sich das zweimalige Überschneiden von der Null-Linie des Geschwindigkeitsfelds durch die kleine kinematische Achse nicht durch ein Modell anpassen, während die Spiralarm-Struktur sehr gut modelliert werden kann. Die Scheibe ändert ihre Inklination zwischen einem Radius von 20" und 17" um etwa 20° und behält diese neue Inklination bis zu einem Radius von etwa 2.6" bei. Bis zu einem Radius von etwa 2.2" erreicht sie wieder die ursprünglich Inklination. Nun beginnt sie sich bis zu einem Radius von etwa 1.5" (110 pc) aus der Galaxienebene auf den Beobachter zu herauszuwölben, bis sie in etwa senkrecht ($i' = i + \omega \sim 70^\circ$) (edge-on) steht. Dieser Inklinationswinkel bleibt für etwa 0.5" (35 pc) ungefähr konstant. Dann ändert sich innerhalb der nächsten 10 pc die Inklination von fast 90° zu etwa 0° bzw. 180°, wo sie dann wieder für einen größeren Bereich bleibt. Aufgrund der Daten ist eine Aussage über den weiteren Verlauf innerhalb von 9 pc nicht möglich. Es besteht jedoch genug Spielraum um diese von außen kommende Scheibe an die gewölbte Akkretionsscheibe (Greenhill & Gwinn 1997, Gallimore et al. 1997) innen anschliessen zu lassen. Dies würde bedeuten, daß die gewölbte Akkretionsscheibe (~ 1 pc) kontinuierlich in die gewölbte Gasscheibe (~ 10 pc - 100 pc) übergeht, also eine Verbindung zwischen der unmittelbaren Umgebung des AGNs und der eigentlichen Galaxie existiert. Diese mögliche Verbindung sollte bei einer Diskussion der Fütterung des AGN mit berücksichtigt werden.

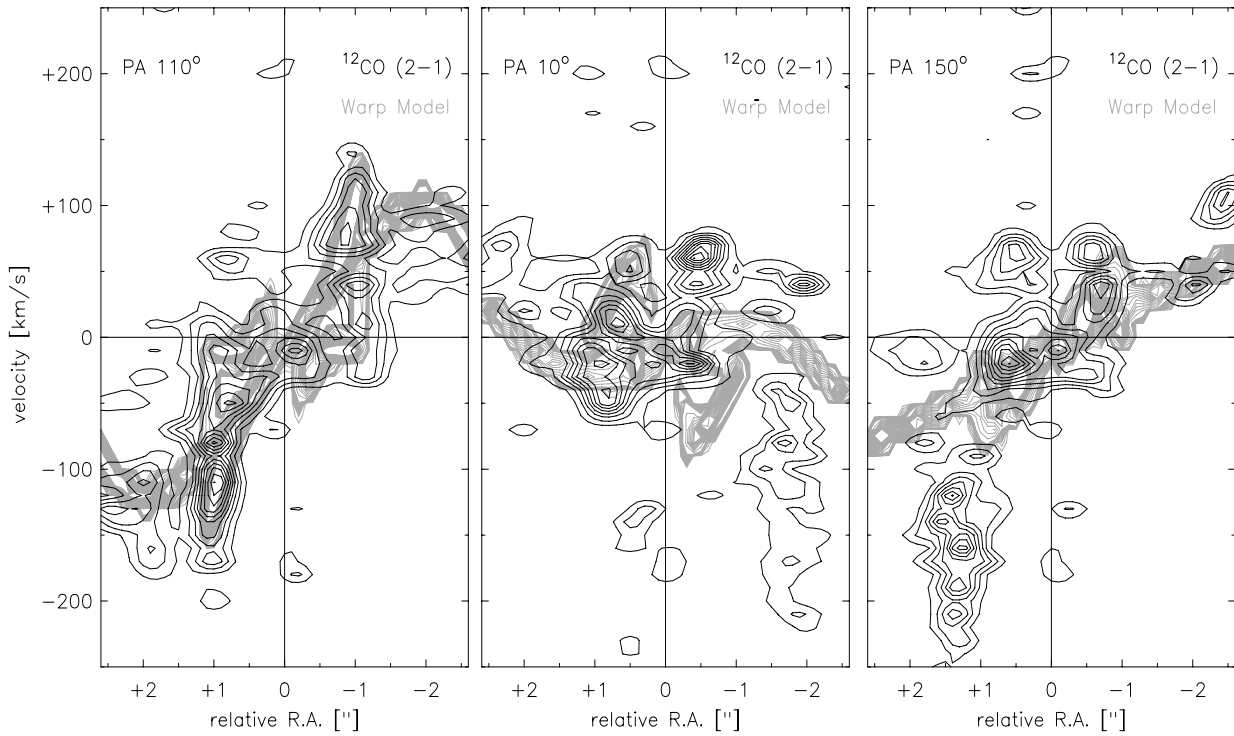


Abbildung 8.7: pv-Diagramme zu dem Warp-Ansatz in NGC 1068. Die auf niedrigerem Flußniveau liegenden Gegenden hoher Geschwindigkeitsdispersion (PA 10° Radius -1.8'' und PA 150° r=1.3'') gehören zu Wolkenkomplexen, die nicht Teil eines symmetrischen Geschwindigkeitsfelds sind (s. 7.5). Mit dem hier gewählte Modell-Ansatz können jedoch nur symmetrische Strukturen erklärt werden. Die Kontrast-erhöhten Daten sind in schwarzen Konturen von 10% bis 100% in 10% Schritten dargestellt. Das Modell (graue Konturen), das ab einen Radius von 27 pc gerechnet wurde, ist in Konturen von 0.2% bis 2% in Schritten von 0.2% und von 2% bis 50% in Schritten von 2% gezeigt. Modelle, die ab einen Radius von 9 pc gerechnet wurden, sind im Anhang G.2 zu finden.

Die Rotationskurve: Der Warp-Ansatz liefert eine Lösung, die die in 8.1 abgeleitete Rotationskurve benötigt und zusätzlich unterstützt. Insbesondere zeigt sich, daß die Rotationskurve zwischen 1'' und 2'' tatsächlich diese hohen Werte benötigt, um die Dynamik des nuklearen Rings, insbesondere die hohen Geschwindigkeiten bei etwa 1'' in dem pv-Diagramm mit PA 110° zu erklären.

Wie bei NGC 3227 muß die gegebene Rotationskurve in den inneren Parsec durch die Kepler'sche Rotationskurve einer unaufgelösten Punktmasse ersetzt werden. Aus den pv-Diagrammen liest man im Abstand von etwa 14 pc eine Geschwindigkeit von etwa 185 km/s ab. Die Vorgehensweise zur Herleitung der eingeschlossenen Masse ist analog zu NGC 3227 (s. 4.4.3). Daraus ergibt sich in den inneren 25 pc eine eingeschlossenen Masse von etwa $1.1 \times 10^8 M_{\odot}$. Dies ist vergleichbar zu unserer Galaxie, die etwa $4.5 \times 10^8 M_{\odot}$ in den inneren 70 pc besitzt (Genzel et al. 1994). Damit trägt das schwarze Loch

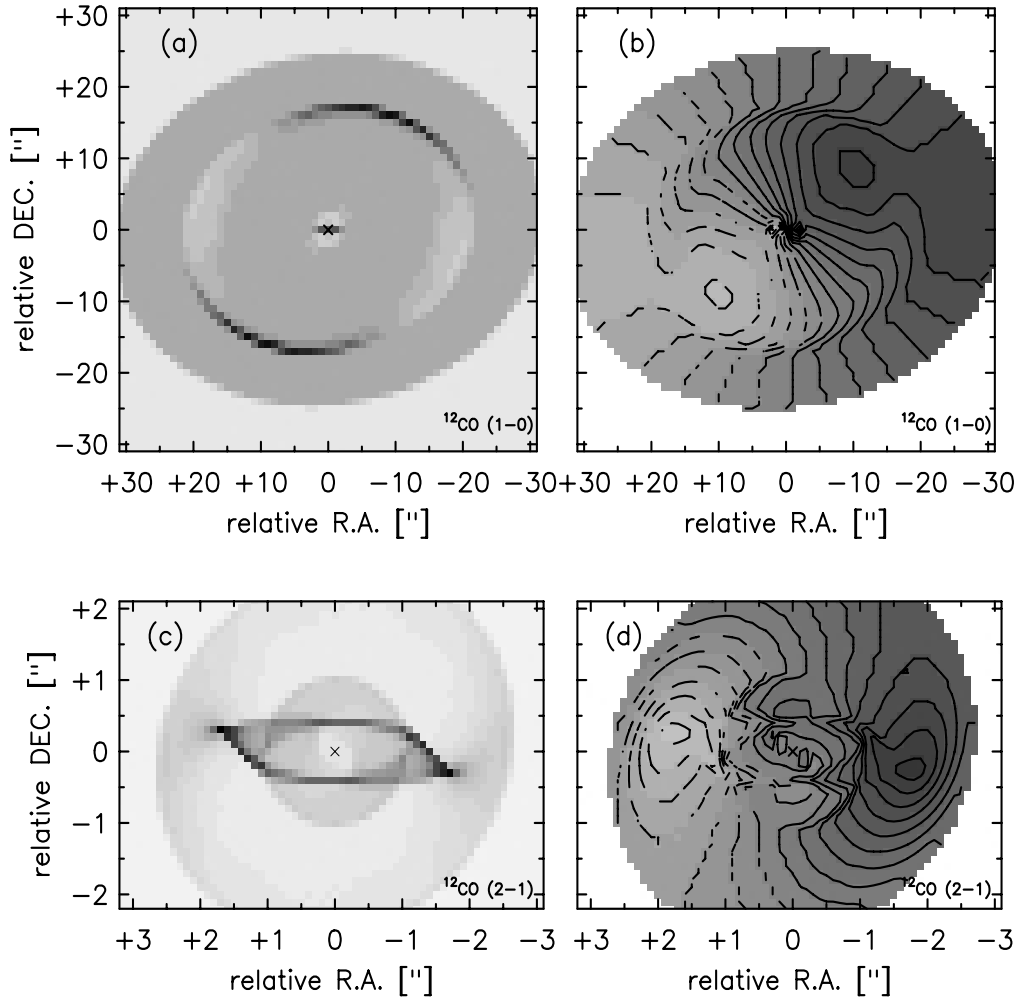


Abbildung 8.8: Intensitätskarten (links) und Geschwindigkeitsfelder (rechts) des Warp-Ansatzes in NGC 1068 für die ^{12}CO -Linienemission (oben: ^{12}CO (1-0), unten: ^{12}CO (2-1)). Die Konturen des Geschwindigkeitsfelds liegen bei -150 km/s bis 150 km/s in Schritten von 20 km/s für die ^{12}CO (1-0)-Emission bzw. -130 km/s bis 130 km/s in Schritten von 20 km/s für die ^{12}CO (2-1)-Emission. Die negativen Geschwindigkeiten sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

in NGC 1068 mit einer Masse von $1.7 \times 10^7 M_{\odot}$ nur etwa 15 % zu der gesamten Masse bei, während der überwiegende Teil in Form von Sternen und Gas vorliegt (Thatte et al. 1997 und diese Arbeit). Weitere Implikationen sind im Folgenden aufgeführt. Mit dieser eingeschlossenen Masse kann ein im Rahmen des S/N der Daten gute Anpassung vorgenommen werden.

Präzession: Die beiden Konstanten $\varepsilon\Delta t$ und α_o beschreiben zusammen mit der aus der Rotationskurve erhaltenen Winkelgeschwindigkeit die Präzession der Scheibenwölbung (s. 2.5). Die beste Lösung wurde für ein α_o von $(15 \pm 15)^\circ$ mit einem $\varepsilon\Delta t$ von $(0.070 \pm 0.005) \times 10^7 \text{ yr}$ erhalten. Dabei zeigt sich, daß die Anpassung in der Intensitätsverteilung wesentlich empfindlicher auf Änderungen in $\varepsilon\Delta t$ reagiert als die angepaßten pv-Diagramme.

Neigung des Warp: Die Neigungskurve $\omega(r)$ mit ihrem Fehler ist in Abb. 8.6 dargestellt. Es fällt auf, daß die Neigung der nuklearen Region in die entgegengesetzte Richtung zu der Neigung der Spiralarme verläuft. Damit existiert in der Scheibe ein Sinus-förmiger Warp. Die Fehler liegen zwischen $\pm 5^\circ$ und $\pm 30^\circ$. Besonders kleine Fehler fordert die Anpassung im Abstand von $1''$, da besonders der Abfall auf die systematische Geschwindigkeit extrem von der Neigung abhängt.

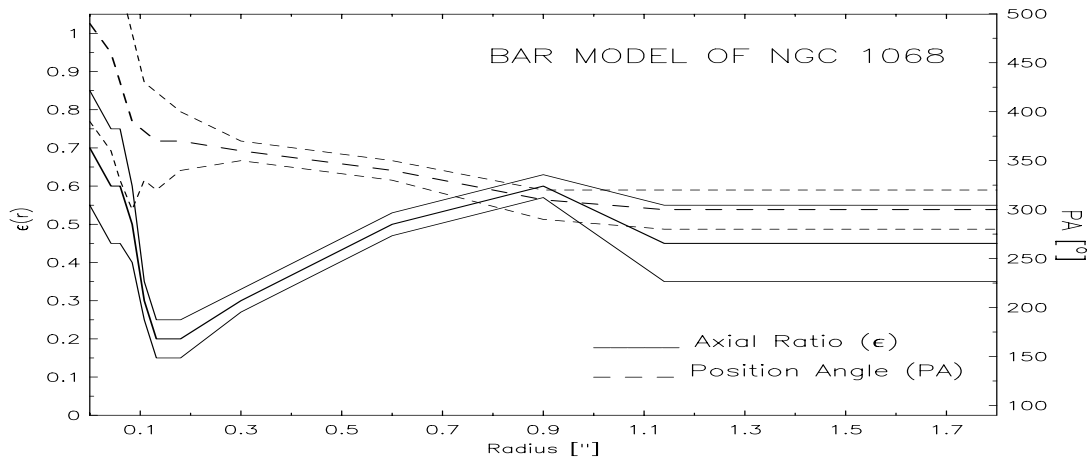


Abbildung 8.9: Die Kurven von PA und ϵ des Balken-Ansatzes in NGC 1068. Die ϵ -Kurve (durchgezogene Linie) und PA-Kurve (gestrichelte Linie) für das beste Balken-Modell. Die dünnen Linien geben die Bereiche wieder, in denen noch befriedigende Anpassungen an die pv-Diagramme erzielt werden konnten. Diese Fehler können für die Anpassung an die Intensitätsverteilung jedoch deutlich kleiner sein (s. Text).

8.5.2 Der Balken-Ansatz

Motivation: Da in NGC 1068 deutlich zwei Balken zu erkennen sind (s. 8.2) und die Analyse der Resonanzen in 8.3 zeigt, daß sich die Spiralarme in einem Abstand befinden, der sich durch eine ILR auszeichnet, ist die Untersuchung des Balken-Ansatzes mehr als gerechtfertigt. Dies gilt insbesondere für die Gegend der Spiralarme. Für die inneren 4" ist die Gültigkeit dieses Ansatzes nicht mehr völlig begründet, da man zum einen durch das Potential eines inneren stellaren Balkens bestimmt wird, das schwächer ist als das des äußeren (Friedli & Martinet 1993).

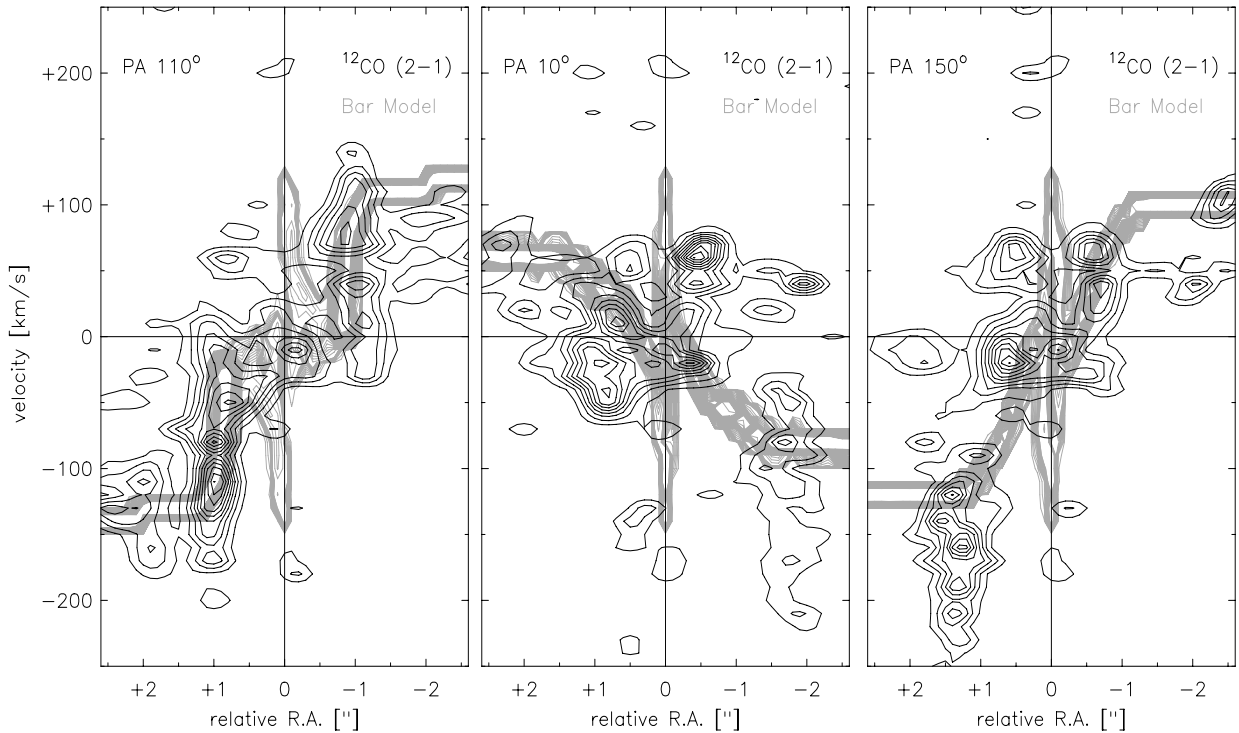


Abbildung 8.10: pv-Diagramme zu dem Balken-Ansatz in NGC 1068. Die auf niedrigerem Flußniveau liegenden Gegenden hoher Geschwindigkeitsdispersion (PA 10° Radius -1.8" und PA 150° r=1.3") gehören zu Wolkenkomplexen, die nicht Teil eines symmetrischen Geschwindigkeitsfelds sind (s. 7.5). Mit dem hier gewählte Modell-Ansatz können jedoch nur symmetrische Strukturen erklärt werden. Obwohl der Balken-Ansatz es ermöglicht diese Komponenten bei ihrer niedrigsten Geschwindigkeit anzupassen, kann er jedoch nicht die hohe intrinsische Geschwindigkeitsdispersion dieser Komponenten erklären. Die Kontrast-erhöhten Daten sind in schwarzen Konturen von 10% bis 100% in 10% Schritten dargestellt. Das Modell (graue Konturen), das ab einen Radius von 9 pc gerechnet wurde, ist in Konturen von 0.2% bis 2% in Schritten von 0.2% und von 2% bis 50% in Schritten von 2% gezeigt.

Dies bedeutet, daß der Einfluß des inneren Balkens auf die Gasbewegungen geringer ist (Maciejewski & Sparke 1999). Zum anderen müßte die beobachtete hohe Geschwindigkeitsdispersion bei einem Radius von $1''$ mit starken Strömungsgeschwindigkeiten erklärt werden, die man für innere stellare Balken nicht erwartet (Maciejewski & Sparke 1999). Besonders schwer wiegt, daß die Existenz eines weiteren starken dritten Balkens aus den NIR-Daten nicht bestätigt werden kann.

Zusammenfassung: Die beste Lösung zu dem Balken-Ansatz liefert eine sehr gute Anpassung des xyv-Kubus für die Gegend der Spiralarme und den Übergang zum NIR-Balken (Abb. 8.11). Insbesondere kann das Modell den entlang der kleinen kinematischen Achse auftretenden Wechsel in der Geschwindigkeit reproduzieren. Für den nuklearen Ring hingegen ist die Anpassung nur befriedigend (Abb. 8.10). Dies erkennt man besonders gut an dem pv-Diagramm entlang PA 110° . Es ist nur möglich, den allgemeinen Verlauf zu modellieren, nicht jedoch die einzelnen in 8.5.1 beschriebenen charakterischen Merkmale, wie den Geschwindigkeitsanstieg bei etwa $1''$ und den stetigen Abfall zum Zentrum. Auch ist es nicht möglich, die Komponente bei systematischer Geschwindigkeit ab einem Radius von $1''$ zu modellieren.

Die Spiralarme und die Balkenregion Ein Geschwindigkeitswechsel tritt entlang der kleinen kinematischen Achse bei den Spiralarmen auf, weil hier ein Übergang von x_1 -Bahnen (entlang der langen Balkenachse) auf x_2 -Bahnen (senkrecht zur langen Balkenachse) stattfindet. Denn die x_2 -Bahnen haben an dieser Position höhere Geschwindigkeiten als die x_1 -Bahnen. Daran anschließend dominiert der NIR-Balken das Geschwindigkeitsfeld und damit wieder x_1 -Bahnen, doch diesmal entlang seiner großen Achse, die einen Positionswinkel von PA 48° (Thronson et al. 1989) hat. Dies bewirkt, daß die Geschwindigkeit jetzt langsamer ist im Vergleich zu der auf den äußeren Bahnen davor, wodurch der zweite Wechsel hervorgerufen wird. Dieses Verhalten kann man auch an den Positionswinkeln der angepaßten Ellipsen verfolgen (Abb. 8.9). Die Struktur der ^{12}CO (1-0)-Emission wird hierbei auch gut erzeugt, da an den Stellen, wo sich die Bahnen häufen, die Schockfronten auftreten.

Der nukleare Ring Wie bei NGC 3227 schon gezeigt (s. 5.10) und oben nochmals aufgeführt, kann man aus der Richtung der Änderung im Geschwindigkeitsfeld zwischen einer ILR und einem Balken unterscheiden. Die in den ^{12}CO -Daten angedeutet und in Übereinstimmung mit den stellarem Geschwindigkeitsfeld (s. 7.4.1) gefundene Änderung im Geschwindigkeitsfeld ist in der nördlichen Hälfte der kleinen Achse eine Blauverschiebung der Geschwindigkeit. Damit wäre der Ring eine ILR. Man würde erwarten, daß sich der Positionswinkel der Ellipsen um etwa 90° am äußeren Radius des Rings ändert und dies am inneren Radius wiederholt, analog zu dem Verhalten bei den Spiralarmen. Stattdessen findet die Änderung am inneren Radius nicht statt, sondern die Positionswinkel bleiben konstant. Dies deutet damit auf einen weiteren Balken hin, dessen große Achse nun in etwa in EW-Richtung läge und der eine Ausdehnung von etwa $1''$ hätte. Eine solche Struktur ist nicht in den räumlich hochaufgelösten K-Band-Daten von Wittkowski et al. (1998) und Thatte et al. (1997) zu sehen. Der stellare Beitrag im K-Band, wie er in Abb. 2 von Thatte et al. (1997) zu sehen ist, zeigt eine leichte Elliptizität, die jedoch nicht mit der

Größe des hier erwarteten Balken übereinstimmt.

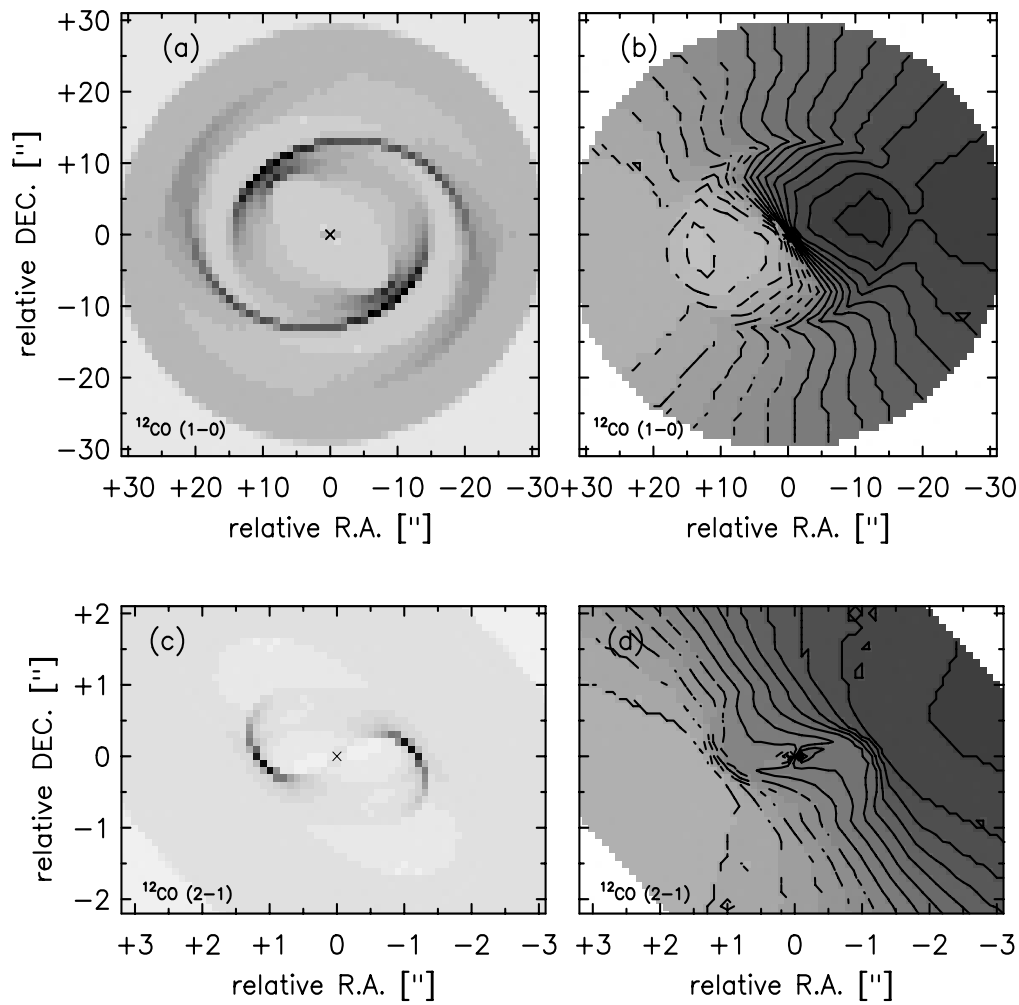


Abbildung 8.11: Intensitätskarten (links) und Geschwindigkeitsfelder (rechts) des Balken-Ansatzes in NGC 1068 für die ^{12}CO -Linienemission ((a) und (b): $^{12}\text{CO} (1-0)$, (c) und (d): $^{12}\text{CO} (2-1)$). Die Konturen des Geschwindigkeitsfelds liegen bei -150 km/s bis 150 km/s in Schritten von 20 km/s für die $^{12}\text{CO} (1-0)$ -Emission bzw. -130 km/s bis 130 km/s in Schritten von 20 km/s für die $^{12}\text{CO} (2-1)$ -Emission. Die negativen Geschwindigkeiten sind durch gestrichelte Linien gekennzeichnet.

8.5.3 Diskussion des Ergebnisses: Das gemischte Modell

Der Warp- und der Balken-Ansatz liefern bei den verschiedenen Radien unterschiedlich gute Anpassungen an die Daten, wie oben diskutiert. Es ergibt sich aus der Beobachtung der beiden Balken und der Analyse der Resonanzen, daß die Modellierung der Spiralarme durch elliptische Bahnen, wie sie durch Balkenpotentiale hervorgerufen werden, der bessere und wegen der Existenz der Balken (s. 8.3) sinnvollere Ansatz ist. Dies gilt jedoch nicht mehr für die nukleare Region, da hier zum einen das Balkenpotential des zweiten stellaren Balkens (NIR-Balken) relativ zum äußeren schwächer ist und zum anderen die Anpassung an die Daten mit dem Warp-Ansatz wesentlich bessere Übereinstimmung zwischen Daten und Modell liefert. Die einzelnen Gründe werden unten genauer ausgeführt.

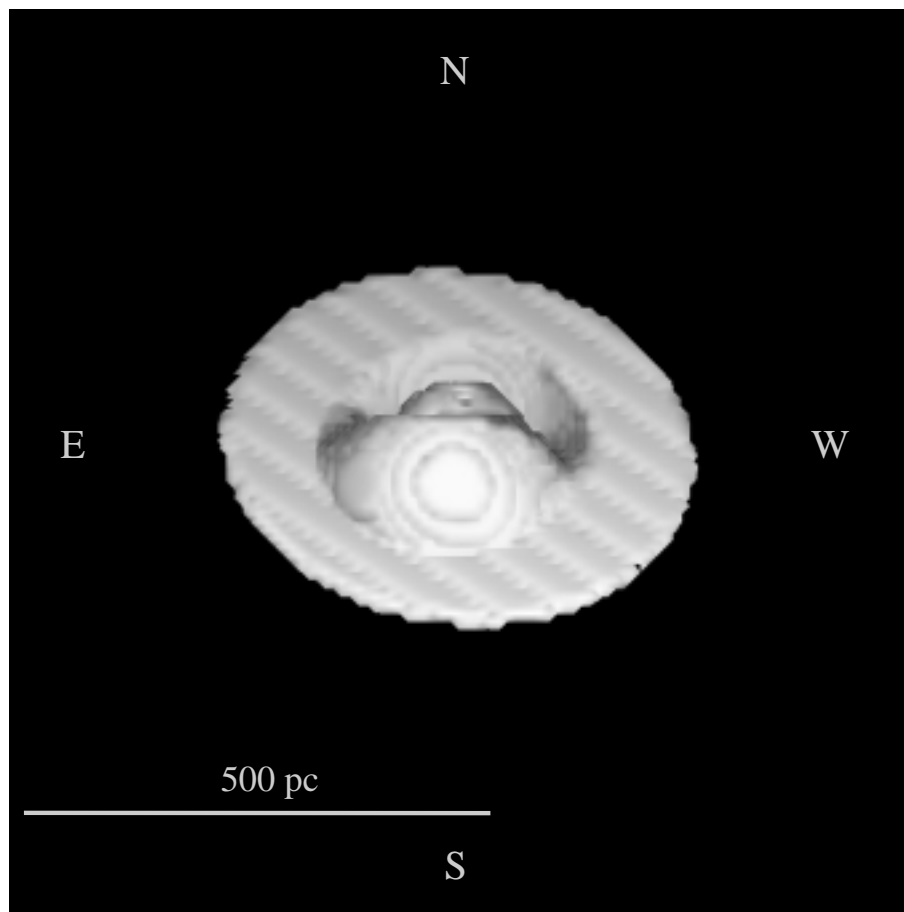


Abbildung 8.12: 3-dimensionale räumliche Verteilung des gemischten Modells von NGC 1068 am Himmel. Die hellen Regionen entsprechen Gebieten, die sich entlang der Sichtlinie näher zum Betrachter befinden, die dunklen Regionen entsprechen weiter entfernten Gebieten.

Zusammenfassung: Eine Kombination aus der Warp-Lösung in den inneren 6'' und der Balken-Lösung für den restlichen Teil der Galaxie ergibt eine sehr gute Anpassung für den gesamten beobachteten Bereich. Dieses Modell ist in Abb. 8.12 dargestellt. Somit sind die Spiralarme an der Position der ILR des äußeren Balkens. Der NIR-Balken ist ein zweiter

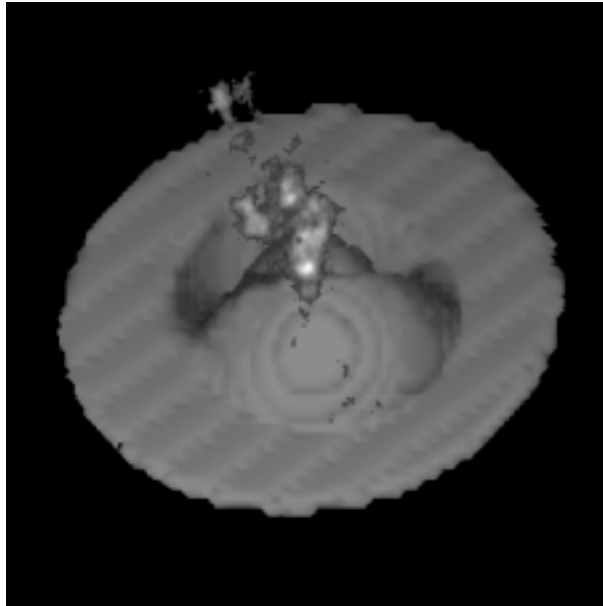


Abbildung 8.13: Der Ionisationskegel in der [O III]-Linie (Macchetto et al. 1994) in der räumlichen Verteilung des ^{12}CO -Gases, wie es vom im Text beschriebenen gemischten Modells für NGC 1068 vorhergesagt wird. Die von der Seite gesehene ^{12}CO -Gasscheibe verdeckt den Kern und erklärt den asymmetrischen Ausfluß.

innerer oder sekundärer Balken mit den entsprechenden x_1 -Bahnen. Der innere nukleare ^{12}CO -Ring jedoch kann nicht mehr als planare ILR des inneren Balkens modelliert werden. Die eindeutig bessere Anpassung liefert der Warp-Ansatz. Dies bedeutet, daß hier das Potential des Balken nicht mehr das Gesamtpotential dominiert. Die gute Anpassung insbesondere des Geschwindigkeitsfelds der ILR-Region des äußeren Balkens (Spiralarms) und des Felds des inneren Balkens demonstriert, daß der gewählte Balken-Ansatz richtig ist und die in 2.5 gemachten Annahmen zur Modellierung von Gasbahnen in Balken-Potentialen vertretbar sind.

Pro und Kontra Warp: Im Folgenden fasse ich die physikalischen Gründe, die für eine Wölbung der nuklearen Gasscheibe sprechen, zusammen. Der Warp bietet eine natürliche Öffnung für den Ionisationskegel (s. Abb. 8.13). Durch die Wölbung der Scheibe kann der AGN leicht bedeckt werden, so daß genügend Material zwischen Beobachter und AGN liegt, um die beobachtete Extinktion des optischen Kerns relativ zum NIR-Kern zu bewirken. Ebenfalls lassen sich durch die erhöhte Säulendichte von Gas vor dem Kern in der 'edge-on'-Geometrie leicht die von Gallimore et al. (1996) beobachtete HI-Absorptionslinie erklären.

Ursachen für die Wölbung: Als Ursache für den Warp kommen sowohl als transiente Störung ein oder mehrere GMCs, die das achsensymmetrische Potential stören, in Frage als auch der Gasdruck des Ionisationskegels, der eine Störung über einige 10^8 yr aufrecht erhalten könnte. Beide erzeugen in Rahmen der Fehler Drehmomente, die in der benötigten Größenordnung liegen (s. Tab. 8.2 und Herleitung in 2.4.2).

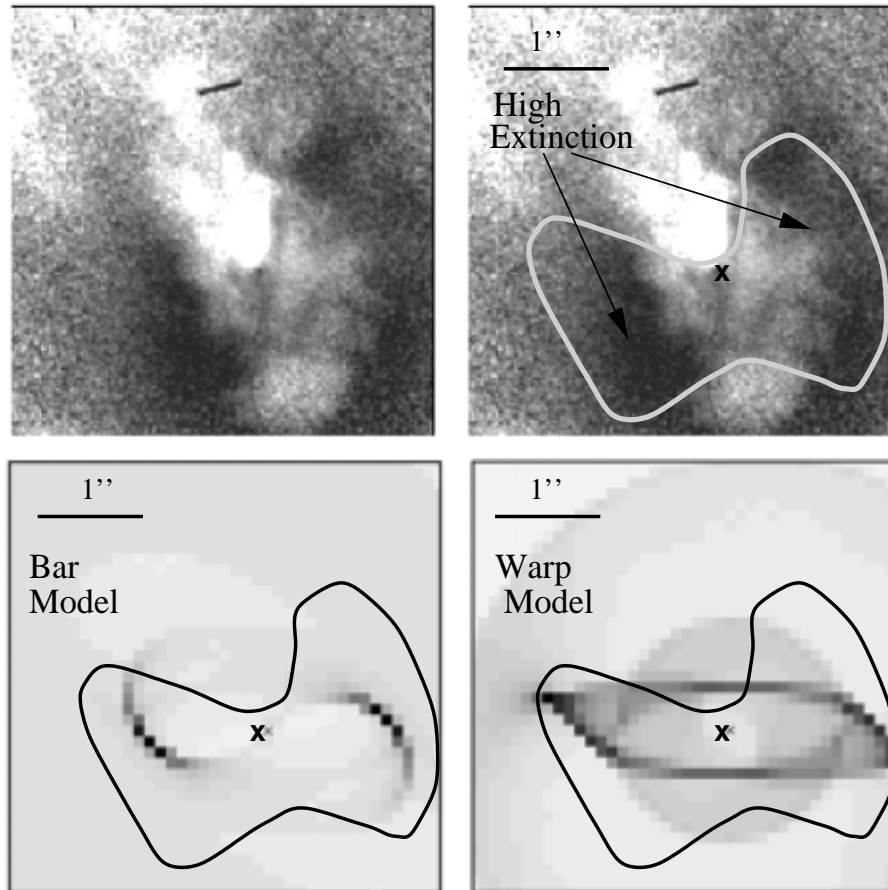


Abbildung 8.14: Das F550M-Filter HST-Bild (links oben) der zentralen $4'' \times 4''$ in NGC 1068 ist hier durch ein Modell der Verteilung des stellaren Lichtes (siehe Text) dividiert worden. Dieses Bild zeigt deutlich die im Text als Staubspur bezeichnete Verteilung extingrierenden Materials, die im Bild rechts oben durch eine graue durchgezogene Linie umrandet worden ist. Wie das Bild rechts unten zeigt, steht die Verteilung des Staubs in guter Übereinstimmung mit der 'edge-on'-Ansicht der gewölbten Gasscheibe des Warp-Modells, welches der oben genannten durchgezogenen Linie, die die Staubspur kennzeichnet, unterlegt ist. Die Übereinstimmung mit dem Balken-Modell (links unten) ist besonders vor und unterhalb des Kerns nicht so gut, da sich hier kein Material vor dem Kern zur Extinktion seines Lichts befindet.

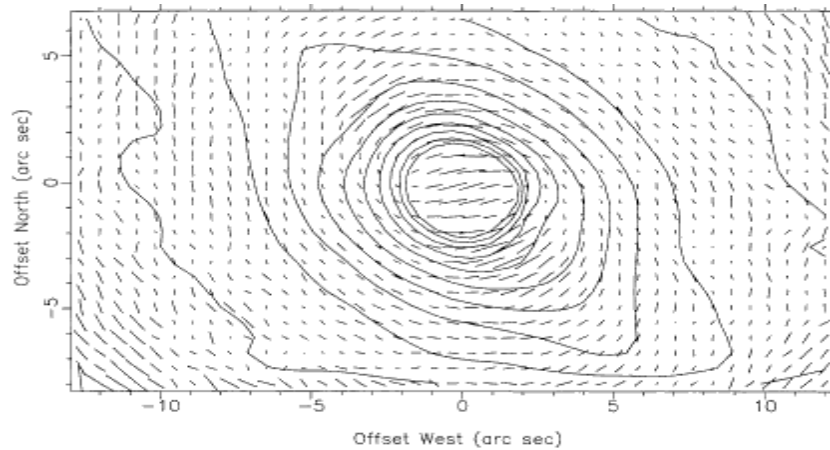


Abbildung 8.15: Polarisationsbild der zentralen $25'' \times 25''$ in NGC 1068 im J-band (Packham et al. 1997). Der Ursprung des Koordinatensystems entspricht dem Schwerpunkt (Zentroid) der Flußdichteverteilung der Kernregion in diesem Band. Ein Polarisationsvektor von $2.4''$ Länge entspricht einem Polarisationsgrad von 10%. Während die Verteilung der Vektorrichtungen in den äußeren Gebieten in guter Näherung kreis-symmetrisch um das Zentrum ist, erkennt man in den zentralen $3''$ bis $5''$ eine Vektorausrichtung, die fast Ost-West verläuft und in etwa mit der Lage der Staubspeur in Abb. 8.14 übereinstimmt. Sowohl die Staubspeur als auch die Orientierung der Polarisationsvektoren sind in Übereinstimmung mit der 'edge-on'-Ansicht der gewölbten Gasscheibe.

pv-Diagramm bei $PA \sim 110^\circ$: Das Warp-Modell liefert die beste Anpassung an das beobachtete pv-Diagramm, insbesondere lassen sich alle symmetrischen Strukturen anpassen. Baker & Scoville (1998) haben ebenfalls eine 'edge-on'-Geometrie für die zentrale $2''$ vorgeschlagen, um den starken Anstieg in ihrem pv-Diagramm ($PA \sim 125^\circ$) zu erklären.

Die Staubspeuren im Optischen: Die Staubspeuren bzw. die Verteilung der Extinktion durch Staub und Gas vor der Kernregion in NGC 1068 sind am besten in Abb. 3 in Catchpole & Boksenberg (1997) (s. Abb. 8.14) zu erkennen. Auf der rechten Seite der Abbildung wird eine HST-Aufnahme mit dem F550M-Filter gezeigt, die die Autoren durch ein Modell des nuklearen Sternlichtes geteilt haben. Das Modell wurde unter Annahme einer zirkular-symmetrischen Verteilung, die durch die Kombination zweier Potenzgesetze beschrieben werden kann, errechnet. Das mit dem Modell korrigierte F550M-Bild zeigt vor der Kernregion deutlich ein breites Ost-West-Band erhöhter Extinktion (s. Abb. 8.14).

Die NIR/MIR-Polarisation: Die im Mittinfraroten beobachtete Polarisation verläuft in den inneren $\sim 3''$ im wesentlichen in EW-Richtung (Packham et al. 1997, Lumsden et al. 1998), also im Falle einer 'edge-on disk' parallel zur Scheibe, wie man es für Mie-Streuung erwartet. Dies kann folgendermaßen erklärt werden: Bänder mit parallelen Polarisationsvektoren werden oft auch in stellaren bipolaren Ausflüssen beobachtet und können durch Modellrechnungen reproduziert werden (Bastien & Ménard 1988, Fischer, Henning & Yorke 1996). Diese Bänder liegen meist senkrecht zur Ausflußrichtung und treten besonders in Fällen großer Inklinationswinkel (Seitenansicht), hoher Teilchendichten in der Scheibe und großer Teilchendurchmesser relativ zur Wellenlänge des gestreuten Lichts auf (Fischer et al. 1996). Dieses Phänomen kann am besten durch mehrfache Mie-Streuung bzw. durch

Beleuchtung einer zentralen Scheibe durch Licht von den beiden Ausflußkeulen erklärt werden. Neben starker Vorwärts- und Rückwärts-Streuung liefert der Mie-Streuprozess auch eine hohe polarisierte Intensität senkrecht zur Strahlrichtung der Photonen mit einer E-Vektor-Ausrichtung ebenfalls senkrecht zur Strahlrichtung. Daher treten Bänder mit parallelen Polarisationsvektoren am deutlichsten bei Scheiben auf, die fast genau von der Seite gesehen werden, und für die das Licht stark in den beiden Ausflußkegeln gebündelt wird, so daß auch die Intensität des rückwärts gestreuten Lichtes besonders groß ist. In diesem Fall kann über ihre gesamte, breit ausgeleuchtete Oberfläche hinweg Licht parallel zur Scheibe weggestreut werden (Siehe ausführlichere Erklärungen in Fischer et al. 1996 sowie Bastien & Ménard 1988). Young et al. (1996) und Packham et al. (1997) leiten aus den NIR/MIR-Polarisationskarten eine 'Torus'-Größe von etwa 200 pc (also etwa 3'') und Streukegel mit einem Positionswinkel von $\sim 30^\circ$ ab. Diese Größe ist in guter Übereinstimmung mit dem Durchmesser der Bahnen des geneigten Ringsystems, die mit großen Inklinationen relativ zur Sichtlinie zum Kern von NGC 1068 liegen.

Alternativ wird die Richtung der Polarisationsvektoren durch Absorption der durchleuchtenden Kontinuumsstrahlung des zentralen Sternhaufens an elongierten Staubteilchen hervorgerufen, die in einem Magnetfeld über den Davis-Greenstein-Effekt (Greenberg, 1978) ausgerichtet werden. In diesem Fall müßte das Feld in der Gasscheibenebene, also parallel zur Vektorausrichtung, liegen.

Pro und Kontra Balken Der groß-skalige Balken ist eindeutig in den optischen Aufnahmen (s. 8.2) zu erkennen. Die Analyse der Rotationskurve, die in diesem Bereich aus dem relativ ungestörten Geschwindigkeitsfeld (s. 8.1) abgeleitet wurde, erwartet eine ILR an der Position der Spiralarme. Friedli & Martinet (1993) haben das Verhalten von Doppelbalken-Galaxien in Vielteilchen-Rechnungen untersucht und zeigen, daß die Dynamik innerhalb der ILR eines äußeren Balken von der Dynamik außerhalb entkoppelt werden kann, so daß ein innerer Balken entsteht. Damit ist der gewählte Balken-Ansatz zur Beschreibung der interferometrischen Daten in Übereinstimmung mit theoretischen Betrachtungen. Theoretische Analysen der ILR des inneren Balken sind bis jetzt nicht mit hoher räumlicher Auflösung durchgeführt worden. Daher nimmt man im Allgemeinen an, daß sie sich analog zu der ILR des äußeren Balkens verhalten. Der nukleare Ring von NGC 1068 liegt mit einem Abstand von etwa 75 pc relativ nahe am Zentrum und es ist daher zu erwarten, daß die zentrale Massenkonzentration mit dem Potential des inneren Balkens, der zudem deutlich schwächer als der äußere ist konkurriert. Dabei kann sich eine vertikale ILR entwickeln (s. 2.4.3). Unter der Randbedingung, daß sich Gas nur auf sich nicht-kreuzenden Bahnen bewegen kann, würde dies wieder für eine Lösung im Rahmen eines geneigten Ringe-Modells sprechen!

Tabelle 8.2: Ursachen für den Warp in NGC 1068

3DRings^a	Drehmoment¹	$1.9 \times 10^{47} \text{ Nm}$
	Masse	$2.0 \times 10^6 \text{ M}_\odot$
	Radius	$2.2 \times 10^{18} \text{ m}$
	Geschwindigkeit	140 km s^{-1}
	$\epsilon \Delta t$	$7.0 \times 10^5 \text{ yr}$
	Präzessionswinkel	197°
	Umlaufzeit	$4.0 \times 10^{13} \text{ s}$
	Inklination	70°
Potential^b	Drehmoment²	$7.6 \times 10^{10} \text{ Nm}$
	Masse	$2.0 \times 10^6 \text{ M}_\odot$
	Gesamtmasse	$4.3 \times 10^8 \text{ M}_\odot$
	Volumen	$1.5 \times 10^{56} \text{ m}^3$
GMC^c	Drehmoment³	$3.2 \times 10^{44} \text{ Nm}$
	Wolkenmasse	$2.0 \times 10^6 \text{ M}_\odot$
	Kraft	$9.5 \times 10^{25} \text{ N}$
	Kraftarm	$3.3 \times 10^{18} \text{ m}$
Gasdruck^d	Drehmoment⁴	$1.6 \times 10^{46} \text{ Nm}$
	Teilchendichte $\frac{N}{V}$	10^4 cm^{-3}
	Temperatur	$1.0 \times 10^5 \text{ K}$
	Gasdruck	$1.4 \times 10^{-8} \text{ Nm}^{-2}$
	Fläche	$5.5 \times 10^{35} \text{ m}^2$
	Kraftarm	$2.1 \times 10^{18} \text{ m}$
Strahlungsdruck^e	Drehmoment⁵	$4.8 \times 10^{40} \text{ Nm}$
	Spektralindex α	~ -1.0
	Konstante b	$1.0 \times 10^{-17} \text{ Wm}^{-2}$
	Leuchtkraft	$6.6 \times 10^{32} \text{ W}$
	Kugelfläche	$5.5 \times 10^{37} \text{ m}^2$
	Intensität	$1.2 \times 10^{-5} \text{ Wm}^{-2}$
	Strahlungsdruck	$3.9 \times 10^{-14} \text{ Nm}^{-2}$
	Fläche	$5.5 \times 10^{35} \text{ m}^2$
	Kraftarm	$2.1 \times 10^{18} \text{ m}$

^a nach Gleichung 2.35 und 2.32 ^b nach Gleichung 2.34 und 2.32 ^c nach Gleichung 2.38 und 2.32 ^d nach Gleichung 2.39 und 2.32 ^e nach Gleichung 2.45 und 2.32 ¹ aus den Parametern von 3DRings für innere Scheibe und Radius 108 pc (s. 8.4) ² aus der gewölbten nuklearen Gasmasse und dynamischen Masse mit einem Radius von 108 pc (s. 8.4) ³ für die Masse des blauverschobenen Knotens bei seinem Abstand ($\sim 108 \text{ pc}$ westlich des Kerns) relativ zur gewölbten nuklearen Gasscheibe (s. 8.4) ⁴ Teilchendichte und Temperatur des Ionisationskegels von Capetti et al. (1997a) (ähnlich den Werten von Gallimore et al. (1996a, b) aus den Radiojet-Komponenten C und NE), Fläche ($\sim (0.5'' \times 0.25'')$) und Abstand ($\sim 1.0''$) aus der Radiojet-Karte, da diese sehr der HST-[O III]-Karte ähnelt ⁵ Spektralindex und Konstante b sowie Fläche ($\sim (0.5'' \times 0.25'')$) des Gallimore et al. (1996b) bei einem Abstand von 72 pc

Kapitel 9

Zusammenfassung, Interpretation und Resümée

In diesem Kapitel werden die wichtigsten Ergebnisse dieser Arbeit zusammengefaßt. Daran anschließend erfolgt eine Diskussion dieser Ergebnisse im Hinblick auf das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien, das in 1.1.2 vorgestellt wurde. Bei dieser Diskussion wird auch auf neuere Ergebnisse aus der Literatur eingegangen. Zuletzt gebe ich noch ein Ausblicken auf mögliche weitere Auswirkungen und Folgen sowie Problemstellungen.

9.1 Die wichtigsten Ergebnisse

Die Ergebnisse lassen sich in drei Bereiche einteilen: (1) Zum einen sind es die neuen oder erweiterten Analyse-Methoden, die für diese Daten entwickelt wurden. (2) Als zweites gibt es die neuen Beobachtungsergebnisse und auch -möglichkeiten aufgrund verbesserter Instrumente. (3) Und zuletzt werden die neuen Erkenntnisse über physikalische Eigenschaften der stellaren und molekularen Komponenten in der zirkumnuklearen Region der beiden Quellen zusammengefaßt.

Die detaillierte Untersuchung der inneren 500 pc in NGC 3227 und NGC 1068 sowie deren Vergleich hat gezeigt, daß die Galaxien von Seyfert 1 und Seyfert 2 sich nicht stark in ihren integralen, allgemeinen Eigenschaften unterscheiden. Es scheint jedoch, daß die genaue Geometrie jeder einzelnen Galaxie etwas anders ist und deutlichen Einfluß auf die Klassifikation der Objekte hat.

Das zweite wichtige Resultat ist, daß in diesem Bereich die Gasbewegung nicht mehr vorwiegend planar ist. Damit werden neue Untersuchung dringend notwendig.

Neue Analyse-Methoden:

- Ein Programm zur Dekomposition der zirkularen und nicht-zirkularen Bewegung, wie sie in den mm-Daten beobachtet wurde, wird erfolgreich auf die mm-Daten von NGC 3227 angewandt. Es zeigte sich, daß im nuklearen Ring eine GMC mit etwa $10^6 M_{\odot}$ eine Bewegung aufweist, die von der des übrigen Scheibengases bei den

entsprechenden Radien abweicht. Weiterhin gibt es einen molekularen 'Balken', der Gas in Richtung des Zentrums transportiert.

- Um die in den ^{12}CO -Linien beobachtete Dynamik in NGC 3227 und NGC 1068 zu modellieren, wurde ein geneigtes Ring-Modell zur Modellierung von Warps in Galaxienscheiben sowohl modifiziert als auch um die Möglichkeit, Gasbewegungen in Balkenpotentialen zu simulieren, erweitert und erfolgreich angewandt.

Die Beobachtungsergebnisse:

- Es wurden interferometrische mm-Beobachtungen der ^{12}CO -Linien in den beiden nahen Seyfert-Galaxien NGC 3227 und NGC 1068 mit dem IRAM PdB Interferometer durchgeführt und dabei Daten mit sub-Bogensekunden Auflösung erhalten. Diese Daten erlauben aufgrund ihrer hohen spektralen und räumlichen Auflösung zum ersten Mal eine detaillierte und quantitative Untersuchung der Dynamik in den inneren 500 pc dieser aktiven Galaxien. In jeder Galaxie wurde ein zirkumnuklearer Gasring mit einem Radius von ~ 150 pc kartiert.
- In beiden Galaxien kann Gas bis zu einem Radius von etwa 13 pc beobachtet werden.
- 3D-Daten mit $1''$ Auflösung zeigen einen stellaren Sternhaufen an der Position des Kerns in NGC 3227, der etwa zur Hälfte des beobachteten Kontinuums im NIR beiträgt.
- NIR-SHARP1-Daten mit sub-Bogensekunden Auflösung ($\sim 0.4''$) zeigen im K-Band eine unaufgelöste Punktquelle im Zentrum von NGC 3227. Zu kürzeren Wellenlängen hin (H- und J-Band) wird die aufgelöste stellare Komponente zunehmend stärker.

Die astrophysikalischen Ergebnisse:

- Bei beiden Galaxien ist es zum ersten Mal im mm-Bereich möglich, die eingeschlossene nukleare Masse in den inneren ~ 25 pc abzuschätzen. Dabei findet man für NGC 3227 eine untere Grenze von $1.5 \times 10^7 M_{\odot}$ und für NGC 1068 von $1.1 \times 10^8 M_{\odot}$. Die erhaltenen Werte sind in Übereinstimmung mit Ergebnissen aus anderen Wellenlängenbereichen.
- In beiden Galaxien findet man als beste Erklärung der nuklearen Dynamik ein Wölben der Galaxienscheibe, während eine Balkenlösung nur mehr befriedigende Anpassungen an die Daten liefert. In NGC 3227 wölbt sich die Scheibe erst ab einem Radius von ~ 75 pc und steht bei ~ 30 pc senkrecht auf der Galaxienscheibe. In NGC 1068 hingegen beginnt die Wölbung bei ~ 150 pc und bei etwa 110 pc ist die Gasscheibe um 90° zur Sichtlinie inkliniert.
- Die durch die Wölbung in der Galaxienscheibe bedingte Bedeckung des aktiven Kerns, kann im Fall von NGC 1068 mit der NIR/MIR-Polarisation, den in HI gefundenen Absorptionslinien sowie der im Optischen beobachteten Extinktion des AGN und der Klassifikation als Seyfert 2 in Übereinstimmung gebracht werden. Für NGC 3227, die als Seyfert 1 klassifiziert wurde, zeigen neueste Ergebnisse von

Crenshaw et al. (1999), die Absorptionslinien im UV-Bereich von Seyfert 1-Galaxien beobachtet haben, daß diese Absorptionen in den Galaxien auftreten, die einen sog. 'warmen Absorber' (wie in NGC 3227 auch beobachtet) haben. Das absorbierende Material befindet sich in größeren radialen Abständen als die BLR und zeigt ein komplexes Verhalten. Die Autoren schließen daher auf Absorptionen bei unterschiedlichen Abständen vom Kern sowie unterschiedlichen Säulendichten.

- Als Mechanismen für den Warp kommt in beiden Galaxien der Gasdruck in der NLR in Frage. Dieser Mechanismus wurde kürzlich ebenfalls von Quillen & Bower (1999) für den Warp in M 87 zur Interpretation herangezogen. Daneben kann auch der Übergang vom Scheiben- bzw. Balkenpotential auf ein achsensymmetrisches zentrales Potential (Bulge) einen Einfluß haben, da die betrachteten radialen Abstände vom Zentrum in der gleichen Größenordnung wie die Scheiben- bzw. Bulgedicke liegen. Generell gilt, daß die Gasbewegungen in den zentralen 300 pc nicht mehr durch einfache planare Systeme erklärt werden können. Aus diesen Gründen werden 3-dimensionale Modellrechnungen für diesen Bereich unerlässlich.
- Der postulierte ~ 100 pc molekulare Ring (Torus) im vereinheitlichenden Modell für Seyfert-Galaxien ist somit in Frage gestellt. (Jedoch nicht der dichte Torus, der sich nur ganz nahe des Kerns befindet = (1 pc)-Torus (s. auch Gallimore et al. 1997 für NGC 1068).) Die von Malkan et al. (1998) vorgeschlagene Geometrie von einzelnen Molekülwolken erscheint wahrscheinlich, jedoch liegen sie nicht mehr nur in der Ebene der Galaxienscheibe (s. 9.2). Für den Fall von NGC 1068 wurde so eine Geometrie schon von Cameron et al. (1993) vorgeschlagen. Dies bedeutet, daß das Erscheinungsbild des aktiven Kerns von den Eigenschaften der Galaxie stark beeinflußt wird.
- Eine Analyse der Struktur in NGC 1068 hat gezeigt, daß der 3 kpc NIR-Balken ein innerer Balken ist, da die Galaxie einen äußeren Balken von etwa 8.2 kpc deprojizierter Länge aufweist. Daraus folgt, daß sich, in Übereinstimmung mit der Balkentheorie, die molekularen Spiralarme (bei einem Abstand von ~ 1.4 kpc) an der Position der ILR des äußeren Balkens befinden.
- Die Gasdynamik in den inneren 1 kpc in NGC 3227 ist (noch) nicht (oder nicht mehr) völlig durch den stellaren Balken geformt. Der Gasring bei etwa 150 pc stimmt in etwa mit der Position der ILR eines potentiellen zweiten Balkens überein. Seine asymmetrische Flußverteilung kann auf das erhöhte Auftreten von HII-Regionen westlich des Kerns zurückgeführt werden.
- Eine Analyse des nuklearen stellaren Sternhaufens in NGC 3227 deutet auf ein Alter von einigen 10^7 yr (bis 10^9 yr) hin. Insbesondere würde ein 'junger' (~ 25 Myr) Sternhaufen wesentlich zur gesamten Leuchtkraft von NGC 3227 beitragen. Da die Masse dieses Sternhaufens nur $\sim 10\%$ der nuklearen dynamischen Masse ausmacht, beobachtet man im Kern dieser Galaxie wahrscheinlich mehrere Episoden von Sternentstehung. Für den nuklearen Sternhaufen in NGC 1068 gibt es ebenfalls aus optischen stellaren Linien Hinweise für ein solch junges Alter (\sim einige 10^7 yr).

- Beide Galaxien zeigen ähnliche Eigenschaften in ihren nuklearen Regionen hinsichtlich der Gasverteilung und -dynamik sowie der Sternentstehung. Daraus ergibt sich, daß die Unterteilung der aktiven Kerne im wesentlichen von der exakten Beschaffenheit der Galaxie abhängt. Dies macht eine evolutionäre Entwicklung zwischen Seyfert 2 und Seyfert 1 für den aktiven Kern relativ unwahrscheinlich. Es spiegelt sich viel mehr die komplexe Wechselwirkung zwischen Kern und Galaxie in den beiden Typen wieder.

9.1.1 Die Seyfert 1-Galaxie NGC 3227 im Überblick

Die Seyfert 1-Galaxie NGC 3227 zeigt in den äußeren Bereichen ihrer Scheibe Anzeichen von Wechselwirkung sowohl mit der Nachbar-Galaxie NGC 3226 als auch mit einer HI-Wolke einer HI-Masse von $2.1 \times 10^8 M_\odot$ (unter der Annahme einer Entfernung von 15.1 Mpc). Diese Wechselwirkungen beeinflussen die Gasdynamik und erschweren die Analyse.

Meine Untersuchungen haben ergeben, daß sich mehr als die Hälfte des molekularen Gases, relativ glatt verteilt, in einer Scheibe mit 30" FWHM befindet, während der Rest in den inneren 6" konzentriert ist. Daneben findet man zwei weitere Gebiete mit 6" bzw. 12" Abstand vom Kern, die erhöhte ^{12}CO -Linienemission zeigen. Diese Gebiete sind mit HII-Regionen assoziiert. Aus der Analyse der Struktur (wahrscheinlich 1 langer Balken (~ 15 kpc) und ein evtl. innerer Balken (~ 3.4 kpc)), die jedoch durch die Störungen der äußeren Scheibenregionen beeinflusst wird, ergibt sich, daß diese ^{12}CO -Emissions- bzw. HII-Gebiete mit den Positionen der ILRs der Balken grob übereinstimmen. Eine genaue Analyse ist jedoch aufgrund der schlechten Bestimmung der Rotationskurve in diesem radialen Bereich nicht möglich. Daraus ergibt sich das Bild, daß die Umverteilung des molekularen Gases in NGC 3227 durch die Balken erst am Anfang steht und wahrscheinlich durch die Wechselwirkung mit NGC 3226 geändert wurde.

Die Dynamik der inneren Bogensekunde ist davon jedoch höchst wahrscheinlich nicht betroffen, da man keine großen Störungen in diesem Bereich beobachtet und zudem das Potential des Bulges dominierend ist. Daher ist unter der Annahme, daß die Scheibenwölbung durch Wechselwirkung mit dem nuklearen Ausfluß hervorgerufen wird, die im Vergleich zu NGC 1068 geringe Ausdehnung der Wölbung der Gasscheibe eher auf die geringere Leuchtkraft des AGNs (geringe Röntgen-Leuchtkraft für eine Seyfert 1-Galaxie; Ward et al. 1987) zurückzuführen.

In den NIR-Daten habe ich einen nuklearen leicht extinguierten Sternhaufen gefunden, der jünger als die typische Bulge-Population ist. Die Indizien favorisieren dabei, einen Sternhaufen der sich in der Überriesen-Phase (~ 25 Myr) befindet. In diesem Fall würde der nukleare Sternhaufen einen höheren Beitrag zur bolometrischen Leuchtkraft der Galaxie als der AGN haben. Als zweite - jedoch weniger wahrscheinliche Möglichkeit - befände sich der nukleare Sternhaufen in der AGB-Phase ($\sim 5 \times 10^8$ yr). Unabhängig von den genauen Alter des Haufens trägt er nur zu etwa 10% der dynamischen Masse bei. Desweiteren kann man einen etwa 30%igen Beitrag von heißem Staub zum K-Band-Kontinuum sowie einen etwa ebenso großen Beitrag des AGN finden.

9.1.2 Die Seyfert 2-Galaxie NGC 1068 im Überblick

In der Seyfert 2-Galaxie NGC 1068 haben die beiden stellaren Balken die Verteilung des molekularen Gases in der inneren 1' stark beeinflusst. Dies kann man besonders gut an den Gasverdichtungen (Spiralarme) an der ILR des äußeren Balkens beobachten. Der nukleare Gasring befindet sich in etwa an der Position der ILR des inneren Balkens, jedoch kann seine Kinematik, wie man sie in den mm- ^{12}CO -Daten beobachtet, nicht völlig befriedigend mit Bewegungen in einem planaren Balkenpotential erklärt werden. Eine bessere Anpassung an die Daten liefert ein Warp-Modell, welches zugleich auch einige Beobachtungen aus anderen Wellenlängenbereichen, wie die NIR-Polarisation oder die Extinktion des optischen Kerns, erklären könnte.

Der Vergleich der NIR-Eigenschaften zu NGC 3227 zeigt, daß beide Galaxien im Kern jüngere Sternhaufen (als die umgebenden Bulge-Sterne) haben. Aber das NIR-Kontinuum von NGC 1068 ist deutlich von Staubemission dominiert. Interessant ist, daß sowohl die NIR- H_2 - als auch die mm-HCN-Linienemission in etwa die gleiche Verteilung wie der nukleare ^{12}CO -Ring zeigen, also Übereinstimmung in den Gebieten, die durch einen Warp modelliert werden können.

9.2 Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien

Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien wurde in Kapitel 1 vorgestellt. Hier wird nun im Folgenden diskutiert, inwieweit die in dieser Arbeit gewonnenen Erkenntnisse dieses Modell unterstützen oder eventuell widerlegen. Zuerst jedoch wird das von Malkan et al. (1998) vorgeschlagene Szenario beschrieben, welches den Torus durch Molekülwolken auf größeren Radien ersetzt.

9.2.1 Probleme der vereinheitlichenden Modelle

Malkan et al. (1998) haben 256 nahe ($z < 0.035$) Seyfert- und Starburst-Galaxien mit dem HST im V-Band beobachtet. Sie finden, daß die mittlere Galaxie eines Seyfert 1-Kerns vom Typ Sa ist, während Seyfert 2-Kerne im Mittel in Galaxien vom Typ Sb vorkommen. Zusätzlich sind die inneren Regionen von Seyfert 2-Galaxien staubiger als von Seyfert 1-Galaxien. Ihre Daten legen nahe, daß der beobachtete Unterschied im Seyfert-Typ von der Tatsache herrührt, daß in Seyfert 2-Galaxien ein größerer Teil des geometrischen Raumwinkels, den der Seyfert 2-Kern sieht, durch extingierendes Material verdeckt wird, als das für Seyfert 1-Galaxien der Fall ist. Daher fordern sie ein neues Modell (s. Abb. 9.1), das 'galaktische Staub-Modell' ('Galactic Dust Model'; GDM), anstelle des in 1.1.2 beschriebenen Modells, welches man als 'akkretierendes Torus-Modell' ('Accreting Torus Model', ATM) bezeichnen kann.

Für das innere 1 pc stimmen beide Modelle überein. Die zentrale Maschine besteht aus einem Schwarzen Loch mit Akkretionsscheibe und ist wiederum von der BLR umgeben. Die NLR wird jedoch im GDM durch einen bipolaren Ausfluß aus dem Kern hervorgerufen und nicht mehr durch eine Ansammlung von Staub und Gas fokussiert. Der größte Unterschied liegt jedoch darin, daß im GDM die Bedeckung nicht mehr in unmittelbarer Nähe des AGN erfolgt (1 pc - 10 pc/100 pc), sondern in Abständen von > 100 pc. Damit

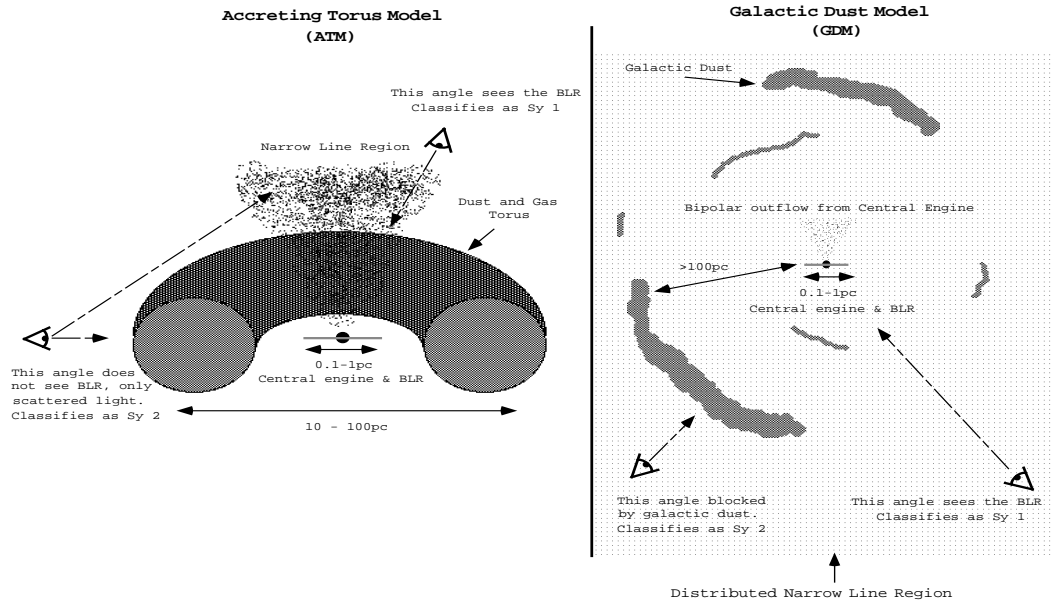


Abbildung 9.1: Von Malkan et al. (1997) vorgeschlagene Modifikation (rechts) des vereinheitlichenden Modells für Seyfert-Galaxien im Vergleich zu dem Torus-Modell (links). (Weitere Erläuterungen s. Text.)

muß das bedeckende Material auch nicht mehr mit dem AGN verbunden sein. Somit liegt aber auch die Ursache, ob und wie ein Seyfert-Kern bedeckt wird, an den Eigenschaften der Galaxie und nicht mehr nur am Sichtwinkel auf den Kern. Daraus folgt, daß es für die NLR keinen wohl definierten Öffnungswinkel gibt, und daß die räumliche Orientierung der Staubschur wenig oder sogar keine Beziehung zu der intrinsischen Orientierung des Schwarzen Loches hat. Dies wirft die Frage auf, ob Seyfert 1- und Seyfert 2-Kerne noch intrinsisch identisch sind, da ihre inneren Regionen in der Galaxie es nicht sind. Auch stellt sich die Frage, inwieweit die Orientierung des Schwarzen Loches (insbesondere die Lage der Rotationsachse) eine Rolle bei der Klassifikation spielt.

9.2.2 Ein neues, modifiziertes Modell

Die gewölbte Gasscheibe liefert genug Material, um die für Seyfert 2-Galaxien benötigte Extinktion zu erklären. Zugleich kann mit diesem Modell das von Malkan et al. (1998) entworfenen GDM spezifiziert werden. Allerdings deutet der Warp-Mechanismus darauf hin, daß es eine Verbindung zwischen dem aktiven Kern und dem molekularen Gas in der Galaxie über die NLR gibt. Dies bedeutet, daß die Bedeckung des aktiven Kerns nicht nur in einer Komponente des AGNs, wie im ATM vorgeschlagen, begründet liegt und auch nicht nur in der Galaxienebene völlig entkoppelt vom Kern stattfindet, sondern daß aktiver Kern und Galaxie über den physikalischen Mechanismus, der zur Wölbung führt, sozusagen von einander wissen.

Dadurch könnte auch der Unterschied zwischen den mittleren Galaxientypen für Seyfert 1 und Seyfert 2 erklärt werden. Da die Galaxientypen für Seyfert 1-Kerne im Mittel

gasärmer sind, kann der aktive Kern in diesen Galaxien im Mittel nur mit weniger Material bedeckt werden. Zu diesem allgemeinen Kriterium kommt hinzu, daß die Gasverteilung in jeder Galaxie anders ist und somit die Menge an molekularem Material in unmittelbarer Nähe des Kerns unterschiedlich sein kann.

Dies wirft natürlich sofort die Frage nach dem Einfluß von Sternentstehung auf. Da die dynamische Zeit in dieser Region relativ kurz ist (10^6 yr - 10^7 yr), können konkurrierende Prozesse, wie Sternentstehungsaktivität, von großer Bedeutung sein. Die mittlere Dauer der Seyfert-Phase wird auch auf etwa 10^7 yr aus der Raumdicke von Seyfert-Galaxien im Vergleich zu normalen Galaxien abgeschätzt. Damit könnte die Wölbung der Gasscheibe in etwa über die gesamte Seyfert-Phase aufrecht erhalten werden.

9.3 Ausblick

Aus dieser Arbeit können im wesentlichen drei Schlußfolgerungen gezogen werden:

(1) Die geordnete Bewegung des Gases in den inneren 100 pc - 200 pc verläuft höchst wahrscheinlich nicht mehr in der Galaxienebene, sondern ist 3-dimensional. Daraus folgt sofort, daß Rechnungen die sich mit Gasbewegungen in diesen Regionen beschäftigen, diese dritte Achse mitberücksichtigen müssen. Wichtig ist jedoch, daß molekulares Material bis zu Radien von etwa 10 pc nachgewiesen werden konnte und wahrscheinlich sogar bis zum Kern hin vorhanden ist. Damit scheint ein Füttern des Kerns sichergestellt. In diesem Zusammenhang ist es auch interessant, nochmals darauf hinzuweisen, daß die Emission von heißem H_2 , kaltem HCN und die gewölbten Regionen der Gasscheibe zusammenfallen. Dies mag bedeuten, daß in diesem Gebiet das Gas durch Kollisionen bzw. dissipative Prozesse im Warp angeregt wird. Es zeigt sich aber, daß Balken tatsächlich Gas zu kleineren Radien ($r \approx 100$ pc) transportieren können, dies jedoch nicht der einzige wichtige Mechanismus ist.

(2) Das vereinheitlichende Modell für Seyfert-Galaxien muß dahingehend korrigiert werden, daß der Galaxientyp, in dem sich der Kern befindet, durchaus wichtig für den beobachteten Seyfert-Typ ist. Die höchst wahrscheinlich durch den Kern hervorgerufene Wölbung der Galaxienscheibe deutet darauf hin. Es wäre interessant zu testen, ob die Stärke der Wölbung mit physikalischen Eigenschaften des Kerns wie Masse oder Leuchtkraft korreliert ist. Daneben ist aber auch die physikalische Beschaffenheit der Galaxie wichtig, ob gasreich oder -arm, mit oder ohne Balken, oder ob dies den Anteil an bedeckendem Material beeinflussen kann oder doch nicht. Ein interessanter Test des vereinheitlichenden Modells würde die Untersuchung der Gasscheibe in einer Seyfert 2-Galaxie darstellen, in deren polarisiertem Licht keine Hinweise für BLR-Linien gefunden wurden oder die keine Polarisation aufweist. Ebenso könnte die Untersuchung von Gasscheiben in LINER-Galaxien, die als die leuchtschwache Fortsetzung der Seyfert-Galaxien betrachtet werden (Ho et al. 1997a, b), diese Hypothese testen. Ein besseres physikalisches Verständnis der NLR würde es ermöglichen, den Gasdruck in dieser Region, der im Moment als die wahrscheinlichste Warp-Ursache erscheint, besser abschätzen zu können.

(3) Da in beiden Galaxien jüngere nukleare Sternhaufen beobachtet werden, liegt der Schluß nahe, daß Sternentstehung einen Einfluß auf die nukleare Aktivität haben könnte. Dieser Punkt erscheint besonders im Hinblick auf hochrotverschobene Objekte interessant, da es dort Hinweise auf einen Einfluß der Sternentstehung auf die Chemie des interstellaren Mediums gibt (z.B. Fosbury et al. 1998). Um diese Zusammenhänge genauer zu untersuchen sind jedoch Daten mit deutlich höherer Auflösung sowie ein besseres Verständnis des Sternentstehungsprozesses nötig. Man kann aber vermuten, daß man in den Kernen von Seyfert-Galaxien wie im Zentrum unserer eigenen Galaxie mehrere Episoden von Sternentstehung findet. Dies könnte auf einen Zusammenhang mit der nuklearen Aktivität hindeuten, da vielleicht im Moment aktiver Sternentstehung kein oder sehr wenig molekulares Material in den Kern gelangen kann, und daher die Aktivität sehr gering ist, während in Zeiten zwischen Sternentstehungsphasen der Kern mehr Material erhält und daher höhere Aktivität zeigt.

Kapitel 10

Literaturverzeichnis

- Antonucci, R.R.J., 1993, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 31, 473.
Antonucci, R.R.J., Miller, J.S., 1985, *Ap. J.*, 297, 621.
Arnaboldi, M., Sparke, L.S., 1994, *A. J.*, 107, 958.
Arp, H., 1966, *Atlas of Peculiar Galaxies*, California Institute of Technology
Arribas, S., Mediavilla, E., 1994, *Ap. J.*, 437, 149.
Athanassoula, E., 1992a, *M.N.R.A.S.*, 259, 328.
Athanassoula, E., 1992b, *M.N.R.A.S.*, 259, 345.
Axon, D.J., Marconi, A., Capetti, A., Macchetto, F.D., Schreier, E., Robinson, A., 1998, *Ap. J. (Letters)*, 496, L75.
Baars, J.W.M., Hooghoudt, B.G., Mezger, P.G., de Jonge, M.J., 1987, *Astron. Astrophys.*, 175, 319.
Baldwin, J.A., 1997, in "Emission Lines in Active Galaxies: New Methods and Techniques", *ASP Conf. Series*, Vol. 113, 80
Barbon, R., Ciatti, F., Iijima, T., Rosino, L., 1989, *Astron. Astrophys.*, 214, 131.
Barvainis, R., 1990, *Ap. J.*, 353, 419.
Bastien, P., Ménard, F., 1988, *Ap. J.*, 326, 334.
Bertin, G., Lin, C.C., Lowe, S.A., Thurstans, R.P., 1989, *Ap. J.*, 338, 78.
Binney, J., 1981, *M.N.R.A.S.*, 196, 455.
Binney, J., 1992, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 30, 51.
Binney, J., Tremaine, S., 1987, "Galactic Dynamics", Princeton Univ. Press, Princeton, U.S.A.
Black, J.H., van Dishoeck, E.F., 1987, *Ap. J.*, 322, 412.
Bland-Hawthorn, J., Gallimore, J.F., Tacconi, L., Brinks, E., Baum, S.A., Antonucci, R.R.J., Cecil, G.N., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 9.
Blitz, M., Cameron, M., Drapatz, S., Genzel, R., Krabbe, A., van der Werf, P.P., Sternberg, A., Ward, M., 1994, *Ap. J.*, 421, 92.
Blitz, L., Mathieu, R.D., Bally, J., 1986, *Ap. J.*, 311, 142.
T. Böker, 1996 PhD thesis, Ludwig-Maximilians-Universität, München, Germany
Böker, T., Förster-Schreiber, N.M., Genzel, R., 1997, *A. J.*, 114, 1883.
Bosma, A., 1978, PhD thesis, Groningen Univ.
Bottema, R., 1995, *Astron. Astrophys.*, 295, 605.
Bracewell, R.N., 1978, 'The Fourier Transform and its Application', 2nd edition, McGraw-Hill Kogakusha, LTD., Tokyo.
Braine, J., Combes, F., 1992, *Astron. Astrophys.*, 264, 433.
Braine, J., Combes, F., Casoli, F., Dupraz, C., Gérin, M., Klein, U., Wielebinski, R., Brouillet, N., 1993, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 97, 887.
Briggs, F., 1990, *Ap. J.*, 352, 15.
Brinks, E., Skillman, E.D., Terlevich, R.J., Terlevich, E., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 23.
Bronstein, I.N., Semendjajew, K.A., 1975, Teubner Verlagsgesellschaft, Leipzig
Bushouse, H.A., Telesco, C.M., Werner, M.W., 1998, *A. J.*, 115, 938.
Calzetti, D., 1997, *A. J.*, 113, 162.

- Cameron, M., Storey, J.W.V., Rotaciuc, V., Genzel, R., Verstraete, L., Drapatz, S., Siebenmorgen, R., Lee, T.J., 1993, *Ap. J.*, 419, 136.
- Capetti, A., Axon, D.J., Macchetto, F.D., 1997a, *Ap. J.*, 487, 560.
- Capetti, A., Macchetto, F.D., Axon, D.J., Sparks, W.B., Boksenberg, A., 1995, *Ap. J. (Letters)*, 452, L87.
- Capetti, A., Macchetto, F.D., Lattanzi, M.G., 1997b, *Ap. J. (Letters)*, 476, L67.
- Catchpole, R.M., Boksenberg, A., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 79.
- Christodoulou, D.M., Tohline, J.E., 1986, *Ap. J.*, 307, 449.
- Christou, J.C., 1991, *Exp. Astro.*, 2, 27.
- Clements, E.D., 1981, *M.N.R.A.S.*, 197, 829.
- Colina, L., Pérez-Olea, D.E., 1995, *M.N.R.A.S.*, 277, 845.
- Combes, F., 1997, *Extragalactic Astronomy in the Infrared*, ed. by G.A. Mamon et al., Moriond Meeting held in Les Arcs, France, 15-22 March 1997, p. 261.
- Combes, F., Becquaert, J-F., 1997, *Astron. Astrophys.*, 326, 554.
- Combes, F., Debbasch, F., Friedli, D., Pfenniger, D., 1990, *Astron. Astrophys.*, 233, 82.
- Condon, J. J., 1992, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 30, 575.
- Contopoulos, G., Papayannopoulos, Th., 1980, *Astron. Astrophys.*, 92, 33.
- Crenshaw, D.M., Kraemer, S.B., Boggess, A., Maran, A.P., Mushotzky, R.F., Wu, C.-C., 1999, *Ap. J.*, , , accepted
- Davies, R.I., Sugai, H., Ward, M.J., 1998, *M.N.R.A.S.*, 300, 388.
- Dehnen, W., Bland-Hawthorn, J., Quirrenbach, A., Cecil, G.N., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 33.
- De Jong, T., Klein, U., Wielebinski, R., Wunderlich, E., 1985, *Astron. Astrophys. Letters*, 147, L6.
- De Robertis, M.M., Hayhoe, K., Yee, H.K.C., 1998, *Ap. J. Supp.*, 115, 163.
- De Robertis, M.M., Pinto, P.A., 1985, *Ap. J. (Letters)*, 293, L77.
- De Vaucouleurs, G., 1975, *Stars and Stellar Systems*, Vol. 9, University of Chicago Press, p. 557.
- De Vaucouleurs, G., de Vaucouleurs, A., Corwin, H., Buta, R., Paturel, G., Fougué, P., 1991, *Third Reference Catalogue of Bright Galaxies*, Berlin, Springer-Verlag)
- Devereux, N.A., 1989, *Ap. J.*, 346, 126.
- Devereux, N.A., Becklin, E.E., Scoville, N., 1987, *Ap. J.*, 312, 529.
- Dickel, J.R., 1976, in *Methods of experimental Physics*, Part 12c, ed. M. Marton, Academic Press, New York, San Francisco
- Downes, D., 1989, "Evolution of Galaxies - Astronomical Observations", eds. I. Appenzeller, H. Habing, P. Léna, Springer Verlag, Heidelberg
- Downes, D., Solomon, 1998, submitted
- Doyon, R., Wright, G.S., Joseph, R.D., 1994, *Ap. J.*, 421, 115.
- Draine, B. T., 1989, in *Infrared Spectroscopy in Astronomy*, ed. B. H. Kaldeich, ESA-SP 290
- Draine, B.T., Bertoldi, F., 1996, *Ap. J.*, 468, 269.
- Draine, B.T., McKee, C.F., 1993, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 31, 373.
- Draine, B.T., Woods, D.T., 1990, *Ap. J.*, 363, 464.
- Dressler, A., 1984, *Ap. J.*, 286, 97.
- Eckart, A., Duhoux, P.R.M., 1991, *ASP. Conf. Series*, Vol. 14, "Astrophysics with Infrared Arrays", ed. by R. Elston, San Francisco:ASP, 336
- Eckart, A., Cameron, M., Boller, Th., Krabbe, A., Blietz, M., Nakai, N., Wagner, S.J., Sternberg, A., 1996, *Ap. J.*, 472, 588.
- Eckart, A., van der Werf, P.P., Hofmann, R., Harris, A.I., 1994, *Ap. J.*, 424, 627.
- Eckart, A., Wild, W., Ageorges, N., 1999, *Ap. J.*, in press
- Edelson, R.A., Malkan, M.A., 1986, *Ap. J.*, 308, 59.
- Elmegreen, B.G., 1999, 'Unsolved Problems in Stellar Evolution', ed. M. Livio, Cambridge Univ. Press, in press
- Emerson, J. P., 1988, in *Formation and Evolution of Low Mass Stars*, ed. A. K. Dupree and M. T. V. T. Lago, Kluwer Academic Publishers
- Ferguson, J.W., Korista, K.T., Ferland, G.J., 1994, *Ap. J. Supp.*, 110, 287.
- Field, G.B., Rather, J.D.G., Aannestad, P.A., Orzag, S.A., 1968, *Ap. J.*, 151, 953.
- Fillmore, J.A., 1986, *A. J.*, 91, 1096.

- Fioc, M., Rocca-Volmerange, B., 1997, *Astron. Astrophys.*, 326, 950.
- Fischer, J., Geballe, T.R., Smith, H.A., Simon, M., Storey, J.W.V., 1987, *Ap. J.*, 320, 667.
- Fischer, O., Henning Th., Yorke, H.W., 1996, *Astron. Astrophys.*, 308, 863.
- Forbes, D.A., Ward, M.J., 1993, *Ap. J.*, 416, 150.
- Friedli, D., Martinet, L., 1993, *Astron. Astrophys.*, 277, 27.
- Friedli, D., Wozniak, H., Rieke, M., Martinet, L., Bratschi, P., 1996, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 118, 461.
- Frogel, J.A., Persson, S.E., Aaronson, M., Matthews, K., 1978, *Ap. J.*, 220, 75.
- Gallimore, J.F., 1996, Ph.D. thesis, Univ. of Maryland
- Gallimore, J.F., Baum, S.A., O'Dea, C.P., A., 1996a, *Ap. J.*, 464, 198.
- Gallimore, J.F., Baum, S.A., O'Dea, C.P., Pedlar, A., 1996b, *Ap. J.*, 458, 136.
- Gallimore, J.F., Baum, S.A., O'Dea, C.P., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 253.
- Garcia, A.M., 1993, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 100, 47.
- García-Lorenzo B., Mediavilla E., Arribas S., del Burgo, C., 1997, *Ap. J. (Letters)*, 483, L99.
- Gehrz, R.D., Sramek, R.A., and Weedman, D.W., 1983, *Ap. J.*, 267, 551.
- Genzel, R., Hollenbach, D., Townes, C., 1994, *Rep. Prog. Phys.*, 57, 417
- Genzel, R., Weitzel, L., Tacconi-Garman, Blietz, M., Krabbe, A., Lutz, D., Sternberg, A., 1995, *Ap. J.*, 444, 129.
- George, I.M., Nandra, K., Fabian, A.C., 1990, *M.N.R.A.S.*, 242, 28P.
- Glass, I.S., 1981, *M.N.R.A.S.*, 197, 1067.
- Glass, I.S., Moorwood, A.F.M., 1985, *M.N.R.A.S.*, 214, 429.
- Goldstein, H., 1980, *Classical Mechanics*, 2nd edition, Reading: Allison Wesley
- González Delgado, R.M., Perez, E., 1997, *M.N.R.A.S.*, 284, 931.
- Gräfener, G., Hamann, W.-R., Hillier, D.J., Koesterke, L., 1998, *Astron. Astrophys.*, 329, 190.
- Greenhill, L.J., Gwinn, C.R., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 261.
- Greenberg, J.M., 1978, in 'Infrared Astronomy', Setti, G., Fazio, G.G., Eds., Dordrecht, p. 51
- Guilloteau, S., et al. 1992, *Astron. Astrophys.*, 262, 624.
- Hall, D.N.B., Kleinmann, S.G., Scoville, N.Z., Ridgway, S.T., 1981, *Ap. J.*, 248, 898.
- Hasan, H., Pfenniger, D., Norman, C., 1993, *Ap. J.*, 409, 91.
- Hasegawa, T., Gatley, I., Garden, R.P., Brand, P.W.J.L., Ohishi, M., Hayashi, M., Kaifu, N., 1987, *Ap. J. (Letters)*, 318, L77.
- Heckman, T.M., Miley, G.K., van Breugel, W.J.M., Butcher, H.R., 1981, *Ap. J.*, 247, 403.
- Helfer, T.T., Blitz, L., 1995, *Ap. J.*, 450, 90.
- Henderson, A.P., Jackson, P.D., Kerr, F.J., 1982, *Ap. J.*, 263, 116.
- Herrnstein, J.R., Greenhill, L.J., Moran, J.M., 1996, *Ap. J. (Letters)*, 468, L17.
- Ho, L.C., 1998, Invited review to "Observational Evidence for Black Holes in the Universe", ed. S.K. Chakrabarti (Dordrecht: Kluwer), in press
- Ho, L.C., Fillipenko, A.V., Sargent, W.L.W., 1997a, *Ap. J. Supp.*, 112, 315.
- Ho, L.C., Fillipenko, A.V., Sargent, W.L.W., Peng, C.Y., 1997b, *Ap. J. Supp.*, 112, 391.
- Hofmann, R., Blietz, M., Duhoux, Ph., Eckart, A., Krabbe, A., Rotaciuc, V., 1993, in *Progress in Telescope and Instrumentation Technologies*, ed. M. H. Ulrich, ESO Report, 42, 617
- Hollenbach, D., 1997, 'Herbig-Haro Flows and the Birth of Low Mass Stars', ed. B. reipurth, IAU Symp. 182
- Hollenbach, D.J., McKee, C.F., 1989, *Ap. J.*, 342, 306.
- Hollenbach, D.J., Shull, J.M., 1977, *Ap. J.*, 216, 419.
- Hora, J.L., Latter, W.B., 1994, *Ap. J.*, 437, 281.
- Huang, Z.P., Thuan, T.X., Chevalier, R.A., Condon, J.J., Yin, Q.F., 1994, *Ap. J.*, 424, 114.
- Hunt, L.K., Malkan, M.A., Salvati, M., Mandolesi, N., Palazzi, E., Wade, R., 1997, *Ap. J. Supp.*, 108, 229.
- Jackson, J.M., Paglione, T.A.D., Ishizuki, S., Nguyen-Q-Rieu, 1993, *Ap. J. (Letters)*, 418, L13.
- Kalnajs, A.J., 1973, *Proc. Astr. Soc. Australia*, 2, 174
- Kaneko, N., Morita, K., Fukui, Y., Sugitani, K., Iwata, T., Nakai, N., Kaifu, N., Liszt, H.S., 1992, *Ap. J.*, 337, 691.
- Keel, W.C., 1996, *Ap. J. Supp.*, 106, 27.
- Khachikian, E.Y., Weedman, D.W., 1974, *Ap. J.*, 192, 581.

- Kinney, A.L., Antonucci, R.R.J., Ward, M.J., Wilson, A.S., Whittle, M., 1991, *Ap. J.*, 377, 100.
- Komossa, S., Fink, H., 1997, *Astron. Astrophys.*, 327, 483.
- Korista, K., 1999, in "Quasars and Cosmology", ASP Conf. Series, in press, astro-ph/9812043
- Kotilainen, J.K., Ward, M.J., Boisson, C., De Poy, D.L., Bryant, L.R., Smith, M.G., 1992, *M.N.R.A.S.*, 256, 125.
- Kovo & Sternberg 1997, in preparation.
- Krabbe, A., Sternberg, A., and Genzel, R., 1994, *Ap. J.*, 425, 72.
- Krabbe, A., Genzel, R., Eckart, A., Najarro, F., Lutz, D., Cameron, M., Kroker, H., Tacconi-Garman, L.E., Thatte, N., Weitzel, L., Drapatz, S., Geballe, T., Sternberg, A., Kudritzki, R.-P., 1995, *Ap. J. (Letters)*, 447, L95-L98.
- Krolik, J.H., Begelman, M.C., 1986, *Ap. J. (Letters)*, 308, L55.
- Krolik, J.H., Begelman, M.C., 1988, *Ap. J.*, 329, 702.
- Lançon, A., 1999, 'Asymptotic Giant Branch Stars', IAU Symposium 191, in press, astro-ph9810474
- Langer, N., 1998, *Astron. Astrophys.*, 329, 551.
- Langer, N., Maeder, A., 1995, *Astron. Astrophys.*, 295, 685.
- Lawrence, A., 1987, *Pub. of the Astr. Soc. of the Pacific*, 99, 309.
- Leitherer, C., 1996, in ASP.conf. series Vol.98, p. 373.
- Lepp, S., McCray, R., 1983, *Ap. J.*, 269, 560.
- Lester, D.F., Harvey, P.M., Carr, J., 1988, *Ap. J.*, 329, 641.
- London, R., McCray, R., Chu, S., 1977, *Ap. J.*, 217, 442.
- Lumsden, S.L., Puxley, P.J., 1995, *M.N.R.A.S.*, 276, 723.
- Lumsden, S.L., Moore, T.J.T., Smith, C., Fujiyoshi, T., Bland-Hawthorn, J., Ward, M.J., 1999, *M.N.R.A.S.*, 303, 209.
- Lutz, D., Kunze, D., Spoon, H.W.W., Thornley, M.D., 1998, *Astron. Astrophys. Letters*, 333, L75.
- Lutz, D., Sturm, E., Genzel, G., Moorwood, A.F.M., Sternberg, A., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 217.
- Macchetto, F., Capetti, A., Sparks, W.B., Axon, D.J., Boksenberg, A., 1994, *Ap. J. (Letters)*, 435, L18.
- Maciejewski, W., Sparke, L.S., 1999, in proceedings of 'Galaxy Dynamics', Rutgers Univ., New Jersey, in press, astro-ph9812228
- Maihara, T., Iwamuro, F., Yamashita, T., Hall, D.N.B., Cowie, L.L., Tokunaga, A.T., Pickles, A., 1993, *Pub. of the Astr. Soc. of the Pacific*, 105, 940.
- Maiolino, R., Krabbe, A., Thatte, N., Genzel, R., 1998, *Ap. J.*, 493, 650.
- Maiolino, R., Ruiz, M., Rieke, G.H., Papadopoulos, P., 1997, *Ap. J.*, 485, 552.
- Malkan, M.A., 1988, *Adv. Space Res.*, Vol. 8, No. 2-3, 49
- Malkan, M.A., Filippenko, A.V., 1983, *Ap. J.*, 275, 477.
- Malkan, M.A., Gorjian, V., Tam, R., 1998, *Ap. J. Supp.*, 117, 25.
- Maloney, P., Black, J.H., 1988, *Ap. J.*, 325, 389.
- Marconi, A., van der Werf, P.P., Moorwood, A.F.M., Oliva, E., 1996, *Astron. Astrophys.*, 315, 335.
- Massone, G., 1983, *IAU Circ.*, No 3899
- Mathis, J.S., 1990, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 28, 37.
- May, A., James, R.A., 1984, *M.N.R.A.S.*, 206, 691.
- McAlary, C.W., McLaren, R.A., Gonetag, R.J., 1983, *Ap. J. Supp.*, 52, 341.
- Meisenheimer, K., Roeser, H.-J., Schloetelburg, M., 1996, *Astron. Astrophys.*, 307, 61.
- Meixner, M., Puchalsky, R., Blitz, L., Wright, M., Heckman, T., 1990, *Ap. J.*, 354, 158.
- Mestel, L., 1963, *M.N.R.A.S.*, 126, 553.
- Meyer, M.R., 1996, Ph.D. thesis, Univ. of Massachusetts at Amherst
- Miyoshi, M., Moran, J., Herrnstein, J., Greenhill, L., Nakai, N., Diamond, P., Inoue, M., 1995, *Nature*, 373, 127
- Mouri, H., Nishida, M., Taniguchi, Y., Kawara, K., 1990, *Ap. J.*, 360, 55.
- Mulchaey, J.S., Regan, M.W., Kunu, A., 1997, *Ap. J. Supp.*, 110, 229.
- Mundell, C.G., 1995, Ph.D. thesis, Univ. of Manchester
- Mundell, C.G., Holloway, A.J., Pedlar, A., Meaburn, J., Kukula, M.J., Axon, D.J., 1995a, *M.N.R.A.S.*, 275, 67.
- Mundell, C.G., Pedlar, A., Axon, D.J., Meaburn, J., Unger, S.W., 1995b, *M.N.R.A.S.*, 277, 641.

- Muxlow, T.W.B., Pedlar, A., Holloway, A.J., Gallimore, J.F., Antonucci, R.R.J., 1996, *M.N.R.A.S.*, 278, 854.
- Myers, S.T., Scoville, N.Z., 1987, *Ap. J. (Letters)*, 312, L39.
- Nelson, C.H., Whittle, M., 1995, *Ap. J. Supp.*, 99, 67.
- Nicholson, R.A., Bland-Hawthorn, J., Taylor, K., 1992, *Ap. J.*, 387, 503.
- Norman, C.A., Sellwood, J.A., Hasan H., 1996, *Ap. J.*, 462, 114.
- Nugis, T., Crowther, P.A., Willis, A.J., 1998, *Astron. Astrophys.*, 333, 956.
- Oliva, E., Moorwood, A.F.M., 1990, *Ap. J. (Letters)*, 348, L5.
- Oliva, E., Moorwood, A.F.M., Danziger, I.J., 1989, *Astron. Astrophys.*, 214, 307.
- Oliva, E., Moorwood, A.F.M., Danziger, I.J., 1990, *Astron. Astrophys.*, 240, 453.
- Oliva, E., Origlia, L., 1992, *Astron. Astrophys.*, 254, 466.
- Oliva, E., Origlia, L., 1998, *Astron. Astrophys.*, 332, 46.
- Oliva, E., Origlia, L., Kotilainen, J.K., Moorwood, A.F.M., 1995, *Astron. Astrophys.*, 301, 55.
- Ollé, M., Pfenniger, D., 1998, *Astron. Astrophys.*, 334, 829.
- Origlia, L., Ferraro, F.R., Fusi Pecci, F., Oliva, E., 1997, *Astron. Astrophys.*, 321, 859.
- Origlia, L., Goldader, J.D., Leitherer, C., Schaerer, D., Oliva, E., 1999, in press
- Origlia, L., Moorwood, A.F.M., Oliva, E., 1993, *Astron. Astrophys.*, 280, 536.
- Osterbrock, D.E., 1977, *Ap. J.*, 215, 733.
- Osterbrock, D.E., 1981, *Ap. J.*, 249, 462.
- Osterbrock, D.E., 1989, *Astrophysics of Gaseous Nebulae and Galactic Nuclei*, University Science Books, Mill Valley, California
- Osterbrock, D.E., 1993, *Ap. J.*, 404, 551.
- Pacholczyk, A.G., Wisniewski, W.Z., 1967, *Ap. J.*, 147, 394.
- Packham, C., Young, S., Hough, J.H., Axon, D.J., Bailey, J.A., 1997, *M.N.R.A.S.*, 288, 375.
- Papadopoulos, P.P., Seaquist, E.R., 1998, *Ap. J.*, 492, 521.
- Penston, M.J., Penston, M.J., Selmes, R.A., Becklin, E.E., Neugebauer, G., 1974, *M.N.R.A.S.*, 169, 357.
- Pérez-Olea, D.E., Colina, L., 1995, *M.N.R.A.S.*, 277, 857.
- Peterson, B.M., 1994, in "Reverberation Mapping of the Broad-Line Region in Active Galactic Nuclei", ed. Gondhalekar, Horne & Peterson, San Francisco, Astr. Soc. of the Pacific, 1
- Peterson, B., 1997, *An Introduction to Active Galactic Nuclei*, Cambridge, Cambridge Univ. Press
- Peterson, B.M., Foltz, G.B., Byard, P.L., Wagner, R.M., 1982, *Ap. J. Supp.*, 49, 469.
- Petterson, J.A., 1977, *Ap. J.*, 216, 827.
- Pfenniger, D., 1984, *Astron. Astrophys.*, 134, 373.
- Pfenniger, D., Friedli, D., 1991, *Astron. Astrophys.*, 252, 75.
- Phinney, E.S., 1989, 'Theory of Accretion Disks, eds. F. Meyer et al., Kluwer Academic Publishers, Dordrecht, 457
- Planesas, P., Scoville, N.Z., Myers, S.T., 1991, *Ap. J.*, 369, 364.
- Pringle, J.E., 1996, *M.N.R.A.S.*, 281, 357.
- Pringle, J.E., 1997, *M.N.R.A.S.*, 292, 136.
- Pronik, V., 1983, *IAU Circ.*, No. 3887
- Ptak, A., Yaqoob, T., Serlemitsos, P.J., Mushotzky, R., Otani, C., 1994, *Ap. J. (Letters)*, 436, 31.
- Quillen, A.C. & Bower, G.A., 1999, submitted to *Ap. J.*, astro-ph/9812312
- Quillen, A.C., De Zeeuw, P.T., Phinney, E.S., Phillips, T.G., 1992, *Ap. J.*, 391, 121.
- Ramsay, S.K., Chrysostomou, A., Geballe, T.R., Brand, P.W.J.L., Mountain, M., 1993, *M.N.R.A.S.*, 263, 695.
- Rees, M.J., 1984, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 22, 471.
- Reshetnikov, V., Combes, F., 1998, *Astron. Astrophys.*, 337, 9.
- Rigopoulou, D., et al., 1999, in prep.
- Rigopoulou, D., Papadakis, I., Lawrence, A., Ward, M., 1997, *Astron. Astrophys.*, 327, 493.
- Roberts, W.W., Huntley, J.M., van Albada, G.D., 1979, *Ap. J.*, 233, 67.
- Rogstad, D.H., Lockhart, I.A., Wright, M.C.H., 1974, *Ap. J.*, 193, 309.
- Rogstad, D.H., Wright, M.C.H., Lockhart, I.A., 1976, *Ap. J.*, 204, 703.
- Rotaciuc, V., Krabbe, A., Cameron, M., Drapatz, S., Genzel, R., Sternberg, A., Storey, J.W.V., 1991, *Ap. J. (Letters)*, 370, L23.

- Rouan, D., Rigaut, F., Alloin, D., Doyon, R., Lai, O., Crampton, D., Gendron, E., Arsenault, R., 1998, *Astron. Astrophys.*, 339, 687.
- Roy, A.L., Norris, R.P., Kesteven, M.J., Troup, E.R., Reynolds, J.E., 1998, *M.N.R.A.S.*, 301, 1019.
- Rubin, V.C., Ford, W.K. 1968, *Ap. J.*, 154, 431.
- Salamanca, I. et al., 1994, *Astron. Astrophys.*, 282, 742.
- Salpeter, E. E., 1955, *Ap. J.*, 121, 161.
- Sancisi, R., 1976, *Astron. Astrophys.*, 53, 159.
- Sandage, A., 1961, *Hubble Atlas of Galaxies*, Carnegie Institution of Washington
- Sandage, A., Humphreys, R.M., 1980, *Ap. J. (Letters)*, 236, L1.
- Sanders, D.B., Mirabel, I.F., 1996, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 34, 749.
- Sanders, D.B., Phinney, E.S., Neugebauer, G., Soifer, B.T., Matthews, K., 1989, *Ap. J.*, 347, 29.
- Scalo, J.M., 1986, *Fundamentals of Cosmic Physics*, vol. 11, 1
- Scalo, J.M., 1999, 'The Birth of Galaxies', Blois, France, in press, astro-ph/9811341
- Schaerer, D., 1996, *Ap. J. (Letters)*, 467, L17.
- Schinnerer, E., 1996, Ph.D. thesis, LMU München
- Schinnerer, E., Eckart, A., Quirrenbach, A., Böker, T., Tacconi-Garman, L.E., Krabbe, A., Sternberg, A., 1997, *Ap. J.*, 488, 174.
- Schinnerer, E., Eckart, A., Tacconi, L.J., 1998, *Ap. J.*, 500, 147.
- Schmidt, M., Green, R.F., 1983, *Ap. J.*, 269, 352.
- Schmidt-Kaler, T., 1982, *Astronomy and Astrophysics: LB New Series*, Vol. 2c, eds. K. Schaifers and H.H. Voigt, New York, Springer Verlag, 451
- Schmidt, G.D., Miller, J.S., 1985, *Ap. J.*, 290, 517.
- Schmitt, H.R., Kinney, A.L., 1996, *Ap. J.*, 463, 498.
- Schmitt, H.R., Kinney, A.L., Calzetti, D., Storchi Bergmann, T., 1997, *A. J.*, 114, 592.
- Schreiber, N.M., 1998, Ph.D. thesis, LMU München
- Schwarz, U.J., 1985, *Astron. Astrophys.*, 142, 273.
- Scoville, N.Z., Matthews, K., Carico, D.P., Sanders, D.B., 1988, *Ap. J. (Letters)*, 327, L61.
- Sellwood, J.A., Wilkinson, A., 1993, *Rep. Prog. Phys.*, 56, 173
- Seyfert, C., 1943, *Ap. J.*, 97, 28.
- Shupe, D.L., Larkin, J.E., Knop, R.A., Armus, L., Matthews, K., Soifer, B.T., 1998, *Ap. J.*, 498, 267.
- Simpson, C., Forbes, D.A., Baker, A.C., Ward, M.J., 1996, *M.N.R.A.S.*, 283, 777.
- Sofue, Y., Reuter, H.-P., Krause, M., Wielebinski, R., Nakai, N., 1992, *Ap. J.*, 395, 126.
- Sopp, H.M., Alexander, P., 1991, *M.N.R.A.S.*, 251, 14P.
- Sparke, L.S., 1996, *Ap. J.*, 473, 810.
- Stacey, F.D., 1969, 'Physics of the Earth', Space Science Text Series, J. Wiley & sons Inc.
- Stasińska, G., Leitherer, C., 1996, *Ap. J. Supp.*, 107, 734.
- Steiman-Cameron, T.Y., Kormedy, J., Durisen, R.H., 1992, *A. J.*, 104, 1339.
- Sternberg, A., Dalgarno, A., 1989, *Ap. J.*, 338, 197.
- Strong, A. W., et al. 1987, *Proc. 20th Intern. Cosmic Ray Conf.*, I, 125
- Sugai, H., Malkan, M.A., Ward, M.J., Davies, R.I., McLean, I.S., 1997, *Ap. J.*, 481, 186.
- Tacconi, L.J., Gallimore, J.F., Genzel, R., Schinnerer, E., Downes, D., 1997, *Astron. & Space Science*, 248, 59.
- Tacconi, L.J., Genzel, R., Blietz, M., Cameron, M., Harris, A.I., Madden, S., 1994, *Ap. J. (Letters)*, 426, L77.
- Takayanagi, K., Sakimoto, K., Onda, K., 1987, *Ap. J. (Letters)*, 318, L81.
- Talon, S., Zahn, J.-P., Maeder, A., Meynet, G., 1997, *Astron. Astrophys.*, 322, 209.
- Tanaka, M., Hasegawa, T., Gatley, I., 1991, *Ap. J.*, 374, 516.
- Tanaka, M., Hasegawa, T., Hayashi, S.S., Brand, P.W.J.L., Gatley, I., 1989, *Ap. J.*, 336, 207.
- Telesco, C.M., Becklin, E., Wynn-Williams, C., Harper, D., 1984, *Ap. J.*, 282, 427.
- Telesco, C.M., Decher, R., 1988, *Ap. J.*, 334, 573.
- Telesco, C.M., Dressel, L.L., Wolstencroft, R.D., 1993, *Ap. J.*, 414, 120.
- Terlevich, E., Díaz, A.I., Terlevich, R., 1990, *M.N.R.A.S.*, 242, 271.
- Terlevich, R., Tenorio-Tagle, G., Franco, J., Melnick, J., 1992, *M.N.R.A.S.*, 255, 713.
- Thatte, N., et al., 1999, in prep.

- Thatte, N., Quirrenbach, A., Genzel, R., Maiolino, R., Tecza, M., 1997, *Ap. J.*, 490, 238.
- Thatte, N.A., Kroker, H., Weitzel, L., Tacconi-Garman, L.E., Tecza, M., Krabbe, A., Genzel, R., 1995, *Proc. SPIE Vol. 2475*, 228
- Thatte, N., Tacconi, L., Kroker, H., Krabbe, A., Tacconi-Garman, L.E., Genzel, R., 1996, in "Spiral Galaxies in the Near-IR", ed. D. Minniti and H.-W. Rix, Springer Verlag, 333
- Thompson, I., Landstreet, J.D., Stockman, H.S., Angel, J.R.P., Beaver, E.A., 1980, *M.N.R.A.S.*, 192, 53.
- Thompson, R.I., Lebofsky, M.I., Rieke, G.H., 1978, *Ap. J. (Letters)*, 222, L49.
- Thronson, H.A., Hereld, M., Majewski, S., Greenhouse, M., Johnson, P., Spillar, E., Woodward, C.E., Harper, D.A., Rauscher, B.J., 1989, *Ap. J.*, 343, 158.
- Thronson, H.A., Majewski, S., Descartes, L. Hereld, M., 1990, *Ap. J.*, 354, 456.
- Tielens, A.G.G.M., Hollenbach, D.J., 1985, *Ap. J.*, 291, 747.
- Timmermann, R., 1998, *Ap. J.*, 498, 246.
- Tiné, S., Lepp, S., Gredel, R., Dalgarno, A., 1997, *Ap. J.*, 481, 282.
- Turner, T.J., Pounds, K.A., 1989, *M.N.R.A.S.*, 240, 833.
- Ulich, B.L., Haas, R.W., 1976, *Ap. J. Supp.*, 30, 247.
- Ulvestad, J.S., Wilson, A.S., Sramek, R.A., 1981, *Ap. J.*, 247, 419.
- Van Bever, J., Vanbeveren, D., 1998, *Astron. Astrophys.*, 334, 21.
- Vanbeveren, D., De Donder, E., Van Bever, J., Van Rensbergen, W., De Loore, 1998, *New Astr.*, 3, 443
- van der Kruit, P. C., Allen, R. J., 1978, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 16, 103.
- van der Kruit, P.C., 1979, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 28, 15.
- Vanzi, L., Alonso-Herrero, A., Rieke, G.H., 1998, *Ap. J.*, 504, 93.
- Voigt, H.H., 1991, "Abriss der Astronomie", BI-Wiss.-Verl., Mannheim;Wien;Zürich
- von Hoerner, 1967, *A. J.*, 72, 35.
- Walker, M.F., 1968, *Ap. J.*, 151, 71.
- Wallace, L., Hinkle, K., 1997, *Ap. J. Supp.*, 111, 445.
- Wamsteker, W., 1981, *Astron. Astrophys.*, 97, 329.
- Ward, M.J., Elvis, M., Fabbiano, G., et al., 1987, *Ap. J.*, 315, 74.
- Ward, M.J., Geballe, T.R., Smith, M.G., Wade, R., Williams, P.M., 1987, *Ap. J.*, 316, 138.
- Weedman, D.W., 1977, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 15, 69.
- Weitzel, L., Krabbe, A., Kroker, H., Thatte, N., Tacconi-Garman, L. E., Cameron, M., Genzel, R., 1996, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 119, 531.
- Wild, W., 1995, "The 30m Manual", IRAM
- Wilson, A.S., 1997, in "Emission Lines in Active Galaxies: New Methods and Techniques", ASP Conf. Series, Vol. 113, 264
- Wilson, A.S., Ulvestad, J.S., 1983, *Ap. J.*, 275, 8.
- Winge, C., Peterson, B.M., Horne, K., Pogge, R.W., Pastoriza, M.G., Storchi-Bergmann, T., 1995, *Ap. J.*, 445, 680.
- Wittkowski, M., Balega, Y., Beckert, T., Duschl, W.J., Hofmann, K.-H., Weigelt, G., 1998, *Astron. Astrophys. Letters*, 329, L45.
- Woods, R., 1983, *IAU Circ.*, No. 3892
- Wozniak, H., Friedli, D., Martinet, L., Martin, P., Bratschi, P., 1995, *Astron. Astrophys. Suppl.*, 111, 115.
- Wozniak, H., Pfenniger, D., 1997, *Astron. Astrophys.*, 317, 14.
- Wunderlich, E., Klein, U., 1988, *Astron. Astrophys.*, 206, 47.
- Young, S., Packham, C., Hough, J.H., und Efsathiou, A., 1996, *M.N.R.A.S.*, 283, L1.
- Young, J.S. and Scoville, N.Z., 1991, *Ann. Rev. Astron. Astrophys.*, 29, 581.

Anhang A

Instrumente und Datenverarbeitung

Im Folgenden werden die einzelnen Beobachtungsinstrumente kurz erläutert und die Bearbeitung der verschiedenen Daten beschrieben. Eine ausführliche Beschreibung der abbildenden Nahinfrarot-Kamera SHARP 1 des MPE, sowie des abbildenden Nahinfrarot-Spektrometers 3D (MPE) und des IRAM Millimeter-Interferometers auf dem Plateau de Bure sind in meiner Diplomarbeit (Schinnerer 1996) zu finden. Desweiteren findet man detaillierte Beschreibungen der Instrumente, sowie zum Teil auch der Datenreduktion, in Hofmann et al. (1993) (SHARP 1), Weitzel et al. (1996) (3D), Thatte et al. (1995) (Tip-Tilt-Korrektor ROGUE für 3D), Guilloteau et al. (1992) (IRAM mm-Interferometer) und Baars et al. (1987) sowie Wild (1995, und Referenzen darin) (IRAM 30m Radioteleskop).

A.1 Instrumente

Es werden zuerst die beiden MPE Nahinfrarot-Kameras vorgestellt. Desweiteren werden die beiden IRAM Instrumente für Beobachtungen im Millimeter-Bereich, das 30m Radioteleskop und das Interferometer, zusammenfassend beschrieben.

A.1.1 Die abbildenden Nahinfrarot-Kamera SHARP 1

SHARP 1 ist eine Nahinfrarot-Kamera, die räumliche hochaufgelöste, beugungsbegrenzte Aufnahmen von bodengebundenen Teleskopen aus liefert. Die Aufnahmetechnik dazu ist die Speckle-Interferometrie, wobei statt einer Langzeit-Aufnahme viele Kurzzeit-Aufnahmen (einige 100 mit einer Integrationszeit von weniger als etwa 1 s) genommen werden. Dadurch kann die Änderung der Atmosphäre (Seeing) gut verfolgt werden. Die einzelnen Aufnahmen bestehen aus sogenannten 'Speckles', die alle eine beugungsbegrenzte Abbildung der beobachteten Quelle darstellen. Durch geeignete Datenverarbeitung (Eckart & Duhoux 1991) kann aus den Kurzzeit-Aufnahmen ein Bild erzeugt werden, dessen Winkelauflösung je nach Stärke der Quelle zwischen der Beugungsgrenze des Teleskops und der Seeing-Grenze der Erdatmosphäre liegt. In vielen Fällen ist die erreichte Auflösung vergleichbar mit der des Hubble-Space-Telescopes im NIR.

Die SHARP 1 Kamera wurde für das 3.5m New Technology Telescope (NTT) der ESO (European Southern Observatory) in La Silla (Chile) gebaut und ist seit 1991 in Betrieb. Die Optik ist dabei so ausgelegt, daß sie einen nahezu parallelen Strahlengang in der

Ebene des Filterrads erzeugt, mit dessen Filtern die verschiedenen Nahinfrarot-Bänder ausgewählt werden. Durch die Optik wird ein $12.8'' \times 12.8''$ großer Ausschnitt der Brennebene des Teleskops auf den NICMOS 3 Detektor abgebildet.

A.1.2 Das abbildende Nahinfrarot-Spektrometer 3D

Die 3D-Kamera ist ein abbildendes Nahinfrarot-Spektrometer, d.h. man erhält während einer Aufnahme gleichzeitig Bilder sowie 256 H- oder K-Band-Spektren mit einer Auflösung von $R = \frac{\lambda}{\Delta\lambda} \sim 1000$ oder 2000 von einem 16×16 Pixel großem Ausschnitt am Himmel. Die Pixelskala kann entweder $0.5''/\text{Pixel}$ oder $0.3''/\text{Pixel}$ betragen, was zu einem Bild von $8'' \times 8''$ oder $4.8'' \times 4.8''$ Größe führt. Der Vorteil dieser Kamera ist, daß man die räumliche und spektrale Information unter gleichen Bedingungen erhält, und dadurch den Einfluß der Atmosphäre auf die Daten besser korrigieren kann. Zudem ist dies auch ein Zeitgewinn.

Um den 3-dimensionalen Datenkubus auf einen 2-dimensionalen Detektor abbilden zu können, wird ein Bildfeldzerleger ('Image Slicer') verwendet. Dieser ordnet das 2-dimensionale Bild der Fokal-Ebene zu einem langen Spalt an, der dann von einem Grism dispergiert wird. Ein NICMOS 3 Array detektiert anschließend die Spektren.

Um die Beobachtungsquelle möglichst immer stabil in der Mitte des Bildes zu haben und für die atmosphärisch bedingte Bildbewegung zu korrigieren, wird ein Tip-Tilt-Korrektor verwendet. ROGUE (Rapid Off-axis GUider Experiment) mißt das sichtbare Licht und verfolgt mit Hilfe von 4 Avalanche-Photodioden ein helles, kompaktes Objekt im Gesichtsfeld des Teleskops. Das Objekt kann entweder ein Stern mit einer Entfernung von bis zu $\pm 2'$ von der eigentlichen Quelle oder die Quelle selbst sein, wenn sie unaufgelöst ist.

A.1.3 Das IRAM Millimeter-Radio-Teleskop MRT

Das IRAM Millimeter-Radio-Teleskop MRT befindet sich auf 2920 m Höhe am Loma de Dilar beim Pico Veleta in der spanischen Sierra Nevada. Es steht seit 1985 der astronomischen Gemeinschaft zur Verfügung. Das MRT ist ein alt-azimuthal montiertes Cassegrain-Nasmyth-System. Der Hauptspiegel hat einen Durchmesser von 30 m und seine Stützstruktur ist nach dem Homologie-Prinzip (von Hoerner 1967) konstruiert. Dabei verformt sich der Hauptspiegel unter dem Einfluß der Schwerkraft so, daß bei jeder Elevation die beste Anpassung der Oberfläche des Hauptspiegels innerhalb akzeptabler Fehler einen Paraboloid ergibt. Die Position des Fokus für die beste Anpassung kann sich ändern und wird daher durch Verschieben und Kippen des Subreflektors korrigiert.

Das MRT kann gleichzeitig mit bis zu vier Empfängern messen, und zwar bei 1 mm, 2 mm und 3 mm. Im Winter steht auch ein Empfänger bei 0.8 mm zu Verfügung. Außerdem kann man ein Bolometer als Meßinstrument wählen. Für die Millimeter-Empfänger wird der Strahl, der vom Subreflektor kommt, in die Elevationsachse mit Hilfe von Spiegeln reflektiert und gelangt so in den Empfängerraum. Dort teilt ein Polarisationsfilter den Strahl in vertikale und horizontale Polarisation auf. Diese beiden Strahlen werden mit Hilfe eines Frequenzfilters noch einmal geteilt, so daß die 3 mm-Empfänger jeweils den vertikal polarisierten Strahl und die beiden 1 mm-Empfänger jeweils den horizontal polarisierten Strahl erhalten.

Frontends: Die Empfänger enthalten Hohlleiter-Mischerblöcke mit SIS-Kontakten, die für die Signal-Detektion das Prinzip des Heterodyn-Mischens verwenden. Dabei verschiebt ein Heterodyn-Empfänger das hohe Frequenzband (zentriert bei der astronomischen Frequenz f_{astr}), das das astronomische Signal enthält, zu einer niedrigeren Zwischenfrequenz, der 'intermediate frequency' (IF), ohne dabei spektrale Information zu verlieren. Dazu wird das astronomische Signal mit dem eines Lokal-Oszillators (LO) gemischt. In der IF kann das Signal verstärkt und spektral analysiert werden. Aus Gründen der Empfindlichkeit und der eindeutigen spektralen Zuordnung von Linien arbeiten die Empfänger im Einband-Betrieb (SSB). Es gilt:

$$f_{astr} = f_{LO} \pm f_{IF} \quad (\text{A.1})$$

Das unerwünschte Seitenband wird durch Empfänger-Abstimmung unterdrückt.

Backends: Das MRT bietet zur Spektralanalyse Filterbänke mit niedriger Auflösung (1 MHz) und hoher Auflösung (1 kHz), sowie einen Autokorrelator und ein Akusto-Optisches Spektrometer für Linien- und Kontinuumsbeobachtungen an. Dabei ist die Breite der beobachteten Linien für die Wahl der Backends ausschlaggebend. Extragalaktische Objekte werden aufgrund einer typischen Linienbreite von ~ 400 km/s meist mit niedrigerer spektraler Auflösung beobachtet, um noch die gesamte Linien mit benachbartem Kontinuum zu erhalten.

A.1.4 Das IRAM Millimeter-Interferometer

Das IRAM Plateau de Bure Interferometer (PdBI) arbeitet bei 3 mm (81 - 115 GHz) und bei 1.3 mm (208 - 250 GHz). Es befindet sich in den südlichen französischen Alpen auf dem Plateau de Bure (2620m). Die fünf 15m Cassegrain-Antennen können auf dem T-förmigen Array unterschiedlich positioniert werden. Dabei ist die Nord-Süd Spur 232 m lang, während man in Ost-West Richtung eine 408 m lange Basislinie nutzen kann. Jede Antenne ist mit einem Empfänger für 3 mm und für 1.3 mm ausgestattet. Die Signale der einzelnen Teleskope werden mit Hilfe des Lokaloszillators auf eine Zwischenfrequenz runter gemischt, digitalisiert und miteinander korreliert. Die Korrelationskoeffizienten können über einen Zeitraum, der kleiner als die atmosphärische oder instrumentell bedingte Kohärenzzeit ist, integriert und kalibriert werden. Bei fünf Antennen erhält man pro Beobachtungskonfiguration 10 Basislinien. Die Größe des resultierenden CLEAN-Beams wird durch die längste Basislinie bestimmt, da die Auflösung umgekehrt proportional zur Basislinienlänge ist. Eine ausführlichere Erklärung der Funktionsweise eines Radio-Interferometers und der Datenverarbeitung ist in Schinnerer (1996) gegeben (s. auch Downes 1989).

A.2 Typische Beobachtungen

Bei jeder Beobachtung müssen die Instrumente kalibriert, und auch der Einfluß der Erdatmosphäre auf die Beobachtung selbst gemessen werden. Daraus ergeben sich, je nach

Wellenlänge und Gerät, unterschiedliche Abläufe in den Beobachtungen, die hier kurz beschrieben werden.

A.2.1 Nahinfrarot-Beobachtungen

Um den Beitrag des Detektors zu dem Meßsignal abzuschätzen, wird der sogenannte Dunkelstrom gemessen. Dies ist das Rauschen der Detektorelemente über eine bestimmte Integrationszeit und enthält auch das von der Pixel-Taktfrequenz abhängige Ausleserauschen. Dazu wird auch noch ein Flatfield genommen, um die Antwort der einzelnen Pixel auf ein Signal genau zu kennen und für Variationen in der Empfindlichkeit korrigieren zu können. Während der Beobachtung der Quelle wird zusätzlich der blanke Himmel aufgenommen, um für den Flußbeitrag, der vom Himmel stammt, korrigieren zu können.

Zusätzlich wird ein bekannter Stern als Referenz beobachtet. Er kann zur Flußkalibration benutzt werden, dient aber im Falle der SHARP 1 Beobachtungen hauptsächlich zur Bestimmung des Seeings, und damit der PSF (Point-Spread-Funktion), die für den Entfaltungs-Algorithmus benötigt wird. Für die 3D Beobachtungen ist er nötig, um für die wellenlängenabhängige Transmission der Erdatmosphäre, die sich je nach Wetter ändert, korrigieren zu können. Aus diesen Gründen werden die Referenzsterne meist unmittelbar vor oder nach der Quelle aufgenommen.

A.2.2 Radio-Beobachtungen

Die gewünschten Beobachtungs-Frequenzen müssen am Anfang der Beobachtung eingestellt werden. Dies geschieht je nach Empfänger entweder von Hand oder mit Hilfe des Computers. Danach werden die Empfänger-Rauschtemperaturen, die ein Maß für die Empfindlichkeit des Empfängers sind, bestimmt. Dies erfolgt durch die 'Hot-Load-Cold Load'-Methode. Dazu wird z.B. zunächst die Umgebungstemperatur auf einer Absorberplatte (Hot Load) und danach die Temperatur auf einer Absorberplatte (Cold Load), die sich auf der Temperatur von flüssigem Stickstoff befindet, gemessen.

Die gemessenen Werte werden in T_A^* angegeben, der Quellen-Antennentemperatur, die man messen würde, wenn man außerhalb der Erdatmosphäre ein verlustfreies Teleskop und einen Single-Sideband-Empfänger hätte (Ulich & Haas 1976). Dies bedeutet, daß die gemessene Temperatur bereits korrigiert wurde für die Verluste durch Rauschen in den Empfängern und Backends, die Extinktion/Opazität der Atmosphäre und Umgebung sowie der Verluste der Antenne, wie z.B. die Apertur-effizienz und die Spillover-Verluste. Die letzteren entstehen durch nicht optimale beugungsbedingte Ankopplung der Richtcharakteristik an Primär- und Sekundärspiegel. Um allerdings Messungen verschiedener Teleskope miteinander vergleichen zu können, muß man auch für die Form der Richtcharakteristik des verwendeten Teleskops korrigieren und erhält T_{mb} , die 'Main Beam Temperatur' (Hauptkeulentemperatur). Für das MRT kann man T_{mb} mit Hilfe folgender Formel errechnen:

$$T_{mb} = \frac{F_{eff}}{B_{eff}} \times T_A^* \quad (\text{A.2})$$

Dazu wird die 'Forward efficiency' F_{eff} , die ein Maß für die Leistung der Richtcharakteristik ist, die nach vorne abgestrahlt wird, mit Hilfe der unten beschriebenen 'Skydips' bestimmt. Die 'Main Beam Efficiency' B_{eff} (Hauptkeulenwirkungsgrad) ist ein Maß für die Leistung, die in der zentralen Komponente der Richtcharakteristik enthalten ist. B_{eff} wird durch mehrere Messungen an Mars und Uranus bestimmt.

Um die Position der Antenne am Himmel (Pointing) genau zu bestimmen, wird eine starke Quelle beobachtet. Dazu werden vier Scans, davon jeweils zwei in Elevation und zwei in Azimuth, durchgeführt (Kreuz-Scan), und aus Versatz und Scheitelwert der gaußförmigen Teleskop-Richtcharakteristik der Versatz im Pointing bestimmt. Daran anschließend wird überprüft, ob sich die Empfänger im Fokus befinden, indem an drei Punkten entlang der optischen Achse, d. h. bei unterschiedlichen Fokusabständen, gemessen wird. Aus der daraus resultierenden Kurve kann der richtige Fokus errechnet und eingestellt werden. Dies wird bei schlechteren Beobachtungs-Bedingungen, wie zum Beispiel einer instabilen Atmosphäre, erschwert. Während einer Beobachtung werden sowohl die Empfänger-Kalibration, als auch das Pointing und der Fokus, in regelmäßigen Abständen überprüft.

Um ein möglichst gutes S/N-Verhältnis zu erhalten, und auch den Himmelsbeitrag zum Spektrum abzuziehen, gibt es verschiedene Beobachtungsmoden. Es gibt das 'Position Switching', das 'Frequenz Switching' und das 'Wobbler Switching'. Ich werde im Folgenden nur das 'Wobbler Switching' genauer erläutern, da ich nur dieses verwendet habe. Beschreibungen zu den anderen Methoden findet man in Wild (1995). Beim 'Wobbler Switching' wechselt der Sekundärspiegel mit einer Frequenz von 0.25 Hz zwischen der ON-Position und einer OFF-Position, die bis zu 240" entfernt sein kann, hin und her. Ein solcher Subscan besteht aus einem ON-OFF-ON-OFF-Zyklus, wobei die OFF-Positionen zu beiden Seiten der ON-Position in azimuthaler Richtung liegen. Durch diese Beobachtungsmethode erhält man sehr flache Basislinien ohne 'Ripple' (d.h. störende künstliche Intensitätsschwankungen als Funktion der Frequenz).

Um die atmosphärische Opazität zu bestimmen, kann man einen sogenannten 'Skydip' durchführen. Dabei mißt man die Himmelsemission bei verschiedenen Elevationen und bestimmt daraus die Opazität τ , da die Emission $\sim e^{-\tau}$ ist. Die Elevationenabhängigkeit des transmittierten Flusses, die mit $(1 - e^{-\tau})$ geht, kann dann in den astronomischen Daten korrigiert werden.

Dieses gilt auch für eine radio-interferometrische Beobachtung, allerdings müssen hier auch noch exakte die Länge und Lage der Basislinien, sowie der Amplituden- und Phasenverlauf über die Bandpässe der einzelnen Empfänger als Funktion der Frequenz bestimmt werden. Dies geschieht durch die Beobachtung einer starken, unaufgelösten Quelle mit bekanntem Fluß. Die zeitlichen Variationen im Amplituden- und Phasenverlauf der Empfänger aufgrund der sich ändernden Erdatmosphäre erhält man, indem man abwechselnd die Quelle und einen Phasenkalibrator, also eine unaufgelöste Quelle mit bekanntem Fluß, die möglichst nahe bei der eigentlichen Quelle steht, mißt.

A.3 Datenreduktion

Bei der Datenreduktion werden die störenden Einflüsse des Detektors und der Atmosphäre minimiert. Die Datenreduktion beinhaltet außerdem noch die Umwandlung der Daten

in eine analysierbare Form sowie die Kalibration der Daten in physikalische Einheiten. Zusätzlich können die Daten danach mit Hilfe von Algorithmen (Lucy, CLEAN, etc.) entfaltet werden, wodurch man eine höhere räumliche Auflösung gewinnt. Im Folgenden wird ein Überblick über die Reduktion der verschiedenen Daten, nach Wellenlängenbereich geordnet gegeben.

Die beiden in dieser Arbeit verwendeten Entfaltungs-Algorithmen Lucy und CLEAN sind in meiner Diplomarbeit (Schinnerer 1996) erläutert. Zur Datenreduktion habe ich größtenteils vorhandene Standardprogramme verwendet.

A.3.1 Reduktion von Nahinfrarot-Daten

Die Reduktion von Nahinfrarot-Daten erfolgt im wesentlichen in drei Schritten. Zuerst werden die Einflüsse des Detektors korrigiert, dann erfolgt die Umwandlung des Formats der Daten zusammen mit der Minderung der Atmosphären-Einflüsse und zuletzt die eigentliche Flußkalibration (Umwandlung in physikalische Einheiten). Der erste und der letzte Schritt sind für die beiden Nahinfrarot-Instrumente gleich, während der mittlere von der Art der Daten abhängt.

Detektor-Einflüsse: Um den reinen Quellbeitrag zu erhalten, wird der Beitrag des blanken Nachthimmel von der Quellaufnahme abgezogen. Zusätzlich wird auch noch von dem Flatfield, eine Aufnahme einer gleichförmig beleuchteten Fläche, die Beiträge des Detektorrauschens, des Dunkelstroms und des Ausleserausens subtrahiert. Daran anschließend wird das Flatfield angebracht, um bei gleichen Eingangsflüssen eine lineare, vergleichbare Antwort der einzelnen Detektorelemente zu bekommen. Es gilt somit:

$$image = \frac{Raw - Sky}{Flatfield - Dark}$$

Meist sind nicht alle Pixel funktionsfähig, so daß man über diese 'Dead Pixel' interpolieren muß. So erstellt man eine Dead-Pixel-Liste, die alle bekannten defekten Pixel enthält, und erweitert sie noch um die sog. 'hot pixels', die z.B. entstehen, wenn ein kosmisches Teilchen den Detektor trifft. Man sucht diese Pixel mit Hilfe von Algorithmen, die große Schwankungen in den Werten von benachbarten Pixeln analysieren.

Für 3D-Daten kommt noch die Wellenlängen-Kalibration hinzu. Dazu wird eine Aufnahme einer spektralen Lampe (Argon für das H-Band, Neon für das K-band) mit bekannten Wellenlängen als Referenzmessung verwendet.

Simple Shift-and-Add (SSA) Analyse der SHARP 1-Daten: Da ein typischer SHARP 1-Datensatz aus mehreren hundert Aufnahmen besteht, die alle beugungsbegrenzte Information enthalten, müssen diese Aufnahmen so aufaddiert werden, daß diese Information erhalten bleibt. Diese Aufgabe übernimmt der SSA-Algorithmus, der besonders gut in NIR arbeitet, da dort nur wenige Speckles pro Seeing-Scheibe vorliegen. Die Speckles können als verzerrte beugungsbegrenzte Bilder der Quelle aufgefaßt werden. Sie werden durch konstruktive Interferenz von Wellenfrontabschnitten über der Teleskopapertur erzeugt, die von der turbulenten Atmosphäre in die gleiche Richtung abgelenkt wurden. Der Algorithmus bestimmt in jeder Aufnahme das Pixel mit dem maximalen Wert und

lokalisiert dadurch das hellste beugungsbegrenzte Speckle, verschiebt dieses auf ein vorher angegebenes Referenzpixel und addiert so alle Aufnahmen auf. Eine genauere Beschreibung dieser Abbildungsmethode bzw. der Eigenschaften der Atmosphäre können in Christou (1991) gefunden werden. Durch diese Methode erhält man ein Bild mit einer höheren räumlichen Auflösung, und hat den Einfluß des Seeing deutlich reduziert. Für ein höheres S/N-Verhältnis werden meist mehrere Shift-And-Add-Bilder aufaddiert. Um die Auflösung noch weiter zu erhöhen oder für die Form der SSA-Bildpunktfunction (PSF = 'Point Spread Funktion') zu korrigieren, muß man die Shift-And-Add-Bilder mit der PSF eines Referenzsterns, dessen Daten in gleicher Weise aufgenommen und reduziert wurden, entfalten.

Erstellen des 3D-Datenkubus: Nachdem die 2-dimensionale Aufnahme des 3D-Instruments wellenlängenkalibriert ist, wird sie in einen 3-dimensionalen Datenkubus umgewandelt, indem die räumlichen Pixel einer jeweiligen Wellenlänge wieder richtig übereinander gesetzt werden. Auch hier werden die Einzelaufnahmen zentriert aufaddiert, allerdings ist der Versatz dank ROGUE nur sehr gering. Die richtige Korrektur für die Transmissivität der Erdatmosphäre ist sehr wichtig, da man sonst künstliche Linien in den Spektren erhält. Dazu wird das Spektrum des Referenzsterns, der etwa die gleiche Transmission der Erdatmosphäre erfahren hat, durch ein Referenz-Spektrum eines Sterns des gleichen spektralen Typs geteilt. Dieses neue Spektrum sollte dann die Transmission der Erdatmosphäre während der Beobachtungen widerspiegeln. Zusätzlich korrigiert man mit Hilfe künstlicher Transmissionskurven für die unterschiedliche Zenithdistanz von Quelle und Referenzstern.

Flußkalibration: Es gibt im wesentlichen zwei Methoden zur Flußkalibration, entweder man kalibriert über den Referenzstern oder man benutzt Flußmessungen in bekannten Aperturen aus der Literatur.

Für den Referenzstern sind Flüsse bei verschiedenen Wellenlängen in der Literatur tabelliert. Man bestimmt daher einen Umrechnungsfaktor zwischen der Intensität, die man gemessen hat, und dem angegebenen Fluß. Diesen Umrechnungsfaktor wendet man dann auf die Quelldaten an. Dabei muß man eventuell unterschiedliche Integrationszeiten für Quelle und Referenzstern berücksichtigen. Bei Flußmessungen aus der Literatur wählt man eine gleich große Apertur und bestimmt dann den Umrechnungsfaktor auf die physikalischen Einheiten.

Es empfiehlt sich in jedem Fall, sofern möglich, die Meßwerte mit Literaturwerten zu vergleichen, die meist auch für verschiedene Aperturen vorhanden sind. Daraus erhält man dann ein zusätzliches Maß für die Güte der Kalibration.

A.3.2 Reduktion der Radiodaten

Radio-Einzelteleskop-Daten: Die Reduktion erfolgt im Programmpaket CLASS, das von IRAM entwickelt und zur Verfügung gestellt wird. Die einzelnen Spektren des Einzelteleskops werden, um ein besseres S/N zu erhalten, aufaddiert, und erhalten nur noch eine Basislinienkorrektur, um das frequenzabhängige Driften des Empfängers zu beseitigen. Anschließend können die Daten zu einer niedrigeren spektralen Auflösung umsortiert

und interpoliert werden, wodurch man noch einmal das S/N erhöht. Spektren verschiedener Positionen am Himmel können zu einer Karte der Linie zusammengefaßt werden. Durch Interpolation zwischen Intensitäts- und Geschwindigkeitsdatenpunkten erhält man dann eine Linienkarte oder ein Geschwindigkeitsfeld.

Radio-Interferometrische Daten: Zur Reduktion dieser Daten stellt IRAM das Programmpaket CLIC zur Verfügung. Die Variation der Amplitude und Phase der einzelnen Basislinien bzgl. der IF wird zuerst korrigiert (Bandpaßkalibration). Dabei wird auch der gemessene Fluß der Kalibrationsquelle überprüft und eventuell korrigiert. Um die Einflüsse der Atmosphäre zu korrigieren, werden die Daten des Phasen-Kalibrators verwendet. Dabei spiegelt das Rauschen in der Phase, das auf längeren Basislinien größer als auf kürzeren ist, die Stabilität der Atmosphäre wider. Die Amplitude ist ein Maß für die Durchlässigkeit der Atmosphäre, die im wesentlichen vom Wassergehalt der Atmosphäre und der Elevation der Quelle abhängt. Um die Phasen- und Amplitudenkalibration vorzunehmen, wird eine Funktion der Zeit an sie angepaßt. Man kann zwischen einer antennen- und einer basislinienabhängigen Lösung auswählen. Im ersten Fall erhält man n Gleichungen bei n Antennen, im zweiten Fall müssen $n(n - 1)/2$ Gleichungen gelöst werden. Es empfiehlt sich daher die antennenabhängige Anpassung zu wählen. Die kalibrierten Daten der einzelnen Basislinien-Konfigurationen werden zu einem 'uv-table' zusammengefügt.

Um Datenkuben zu erhalten, muß der 'uv-table' transformiert werden. Dieses und die weiteren Schritte werden mit dem Programmpaket GRAPHIC von IRAM vorgenommen. Um für die Einflüsse der unvollständigen uv-Bedeckung zu korrigieren ('Dirty Beam'), werden die Datenkuben mit dem CLEAN-Algorithmus entfaltet und anschließend mit dem CLEAN-Beam auf die entsprechende räumliche Auflösung zurückgefaltet.

Anhang B

Die Anregung des heißen molekularen Wasserstoffs in NGC 3227

In NGC 3227 sind einige Emissionslinien des molekularen Wasserstoffs im K-Band detektiert. Daher kann man diese Linienflüsse zu einer Untersuchung der Anregung der H₂-Emission und ihrer physikalischen Bedingungen verwenden. Die Ergebnisse sind in 3.2.10 zusammengefaßt.

Im Folgenden werde ich zuerst kurz die verschiedenen Anregungsmechanismen beschreiben und ihre Aussagen mit den beobachteten Werten von NGC 3227 vergleichen. Daran anschließend erfolgt eine Diskussion des Besetzungsdiagramms, gefolgt von dem Vergleich zu ähnlichen Untersuchungen mit einer z.T. größeren oder kleineren Anzahl an Linien in den Merger-Galaxien NGC 6240 und NGC 3256 sowie der nahen Seyfert 2-Galaxie Circinus. Flüsse und Äquivalentbreiten der H₂-Linien sowie deren Verhältnisse sind in den Tabellen D.15 bis D.17 aufgeführt.

B.1 Die Anregung der NIR-H₂-Linien:

Die unteren Vibrationsübergänge des molekularen Wasserstoffs liegen hauptsächlich im NIR zwischen 1 - 4 μm . Daher ist es möglich eine Vielzahl von H₂-Linien in diesem Wellenlängenbereich zu beobachten. Die beobachteten Linienstärken und die Verhältnisse einzelner Linien untereinander hängen dabei stark von den Anregungsmechanismen des molekularen Wasserstoffs ab. Da man mehrere Linien im K-Band-Spektrum (aber keine im H-Band-Spektrum) von NGC 3227 mißt, ist es möglich den Anregungsmechanismus des H₂-Gases zu untersuchen und einzugrenzen. Dabei muß jedoch beachtet werden, daß auch Röntgen-, kosmische und UV-Strahlung bei genügend hohen Dichten und Temperaturen aufgrund von sekundären Effekten (Stöße in dem aufgeheizten Gas) thermische Linienverhältnisse erzeugen können. Daher beschränkt sich die Diskussion der verschiedenen Anregungsmechanismen im wesentlichen auf die Fälle in denen unterschiedliche Linienverhältnisse erwartet werden. In Tabelle B.1 sind die beobachteten H₂-Linienverhältnisse sowie typische Linienverhältnisse der im Folgenden diskutierten Anregungsmechanismen

Tabelle B.1: Vergleich der H_2 -Linienverhältnisse in NGC 3227 zu Modellen

Linie	λ [μm]	obs.	X-ray new	X-ray old	Schock 6 km/s	Schock 14 km/s	Schock 1000 K	Schock 2000 K	UV 14
1-0 S(3)	1.956	1.24	0.15		0.51	1.14			
1-0 S(2)	2.033	0.52	0.08	0.54	0.27	0.39	0.27	0.37	0.50
1-0 S(1)	2.121	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
1-0 S(0)	2.222	0.18	0.25	0.23	0.27	0.21	0.27	0.21	0.46
1-0 Q(1)	2.420	0.65	1.67		1.08	0.71	1.05	0.70	0.99
2-1 S(1)	2.247	0.16	0.07	0.01	0.01	0.21	0.00	0.08	0.56
2-1 S(3)	2.075	0.12	0.01	0.02	0.01	0.30	0.00	0.08	0.35

Vergleich der H_2 -Linienverhältnisse in einer 3.6'' Apertur auf dem Kern in NGC 3227 zu Modellrechnungen. Man erkennt deutlich, daß sich die in einer 3.6'' Apertur gemessenen Verhältnisse am besten durch einen Schock mit einer Anregungstemperatur von etwa 2000 K erklären lassen. Werte für X-ray von dem Modell mit $T = 500$ K und dem Modell mit $T = 500$ K (Tin   et al. 1997) und dem Mittel aus Modell *a* und *b* von Lepp & McCray (1983). Die Schockmodelle mit den unterschiedlichen Schockgeschwindigkeiten sind aus Hollenbach & Shull (1977), die Modelle für die Vibrationstemperaturen von 1000 K und 2000 K sowie das UV-Modell 14 sind Black & van Dishoeck (1987) entnommen.

tabelliert.

Man unterscheidet vier Hauptprozesse der Anregung:

1) Anregung durch Röntgen- und kosmische Strahlung:

Tin   et al. (1997) haben die Anregung von H_2 durch Röntgen- und kosmische Strahlung in interstellaren Wolken analysiert. Dabei stellt sich heraus, daß man deutliche nicht-thermische Linienspektren von durch Röntgenstrahlung angeregtem H_2 -Gas nur dann in von Röntgenstrahlen dominierten Regionen (X-ray dominated Regions (XDR)) beobachten kann, wenn die Temperatur des Gases dort geringer als 1000 K ist und die Ionisationsrate pro Wasserstoffatom unter $10^{-15} \text{ cm}^3\text{s}^{-1}$ liegt. Dies kommt daher, daß bei höheren Temperaturen die niedrigen Vibrationsniveaus hauptsächlich durch Stöße besetzt werden. Bei höheren Ionisationsraten werden die H_2 -Moleküle jedoch schon zerstört, so daß ihre Häufigkeit vernachlässigbar wird. Die Modelle von Tin   et al. (1997), die für verschiedene Temperaturen, Dichten und Ionisationsraten gerechnet wurden, beinhalten neben der Anregung durch die Röntgenstrahlung selbst, noch den Effekt des 'electron pumping', die Anregung durch Stöße mit Photoelektronen. Zum Vergleich sind in Tab. B.1 auch die Linienverhältnisse von Lepp & McCray (1983) angegeben, die ebenfalls die Linienemission von H_2 durch eine Röntgenquelle untersuchten.

Man sieht in dem Modellspektrum von Tin   et al. (1997) für eine Temperatur von 500 K und unterschiedlichen Dichten, daß die H_2 1-0 Q(1)-Linie die stärkste Linie im K-Band ist, gefolgt von der 1-0 S(1)-Linie. Zudem ist die 1-0 S(0)-Linie in jedem Fall stärker als die 1-0 S(2) und S(3)-Linien, was man im Spektrum von NGC 3227 nicht beobachtet. Tin   et al. (1997) geben für die anderen Modelle mit höheren Temperaturen das Verhältnis der 2-1 S(1)- zur 1-0 S(1)-Linie an. Dabei übersteigt dieses Verhältnis für hohe Temperaturen niemals den Wert von 0.08, was unter dem beobachteten Wert von 0.16 liegt. Damit kann man in NGC 3227 nicht-thermische H_2 -Linienemissionsspektren ausschließen, wie

sie durch Anregung von Röntgen- oder kosmischer Strahlung in der oben beschriebenen Weise hervorgerufen werden. Dies schließt jedoch nicht aus, daß starke Röntgen- oder kosmische Strahlung über sekundäre Prozesse (Dissoziation, Ionisation, Stöße etc.) zur Heizung des Gases und damit indirekt zu einem thermischen H₂-Spektrum führen.

2) Anregung durch UV-Fluoreszenz:

Black & van Dishoeck (1987) haben detaillierte Modelle von interstellaren Wolken gerechnet, um das NIR-Emissionspektrum von durch UV-Absorption und -Fluoreszenz angeregtem H₂ zu untersuchen. Diese Wolken werden auch 'photon dominated regions' (PDR) genannt. Sternberg & Dalgarno (1989) haben diese Untersuchungen dann für höhere Dichten und höhere Temperaturen ergänzt. Die Anregung der H₂-Moleküle erfolgt durch das UV-Pumpen und durch Stöße mit dem Wasserstoffatom H. Welcher Prozeß dabei dominiert, hängt von der Dichte und Temperatur der PDR, sowie der Stärke des UV-Felds ab. Man kann im wesentlichen drei Fälle unterscheiden. Ein kaltes Gas mit niedriger Dichte, das einem UV-Feld ausgesetzt ist, erzeugt *radiative Fluoreszenz*. In diesem Fall erfolgt die Anregung hauptsächlich durch UV-Pumpen. Dies bedeutet, daß die relative Intensität der Linien in erster Linie von den Besetzungsverhältnissen und Übergangswahrscheinlichkeiten der Strahlungskaskade, also den molekularen Konstanten abhängt. D.h., die Form des radiativen Fluoreszenzemissionsspektrums ist unempfindlich gegenüber der Gasdichte und der Intensität des UV-Felds.

Kaltes Gas mit hoher Dichte in einem schwachen UV-Feld zeigt '*collisional fluorescence*'. Auch hier erfolgt die Anregung durch UV-Pumpen, allerdings werden durch die hohe Dichte bestimmte Rotations-Vibrations-Übergänge mit Stößen von H und H₂ wieder abgeregt. Daraus ergibt sich ein anderes Spektrum als für den Fall von radiativer Fluoreszenz.

Wenn das Gas warm und dicht ist und durch ein intensives UV-Feld geheizt wird, zeigt es *thermische* Emissionslinien-Verhältnisse (s. auch unten) für die niedrigen Vibrationsniveaus. In diesem Fall wird die Besetzung der untersten Niveaus durch die Stoßprozesse dominiert wird, während höhere Niveaus weiterhin durch UV-Pumpen besetzt werden. Um diesen Fall von einer normalen thermischen Anregung zu unterscheiden, muß man Linien aus höheren Übergängen beobachten.

Bei einer Anregung durch UV-Pumpen erwartet man eine relativ starke 2-1 S(1)-Linie, sowie auch stärkere Linien im H-Band z.B. bei 1.601 μm (6-4 Q(1)) oder 1.75 μm (1-0 S(7)) abhängig vom jeweiligen Modell (vgl. jeweils Tabelle 2 in Black & van Dishoeck 1987, Sternberg & Dalgarno 1989). Diese Linien im H-Band sind erst im Fall sehr hoher Dichten und Intensitäten des UV-Felds sehr schwach im Vergleich zu den K-Band-Linien (s. Abbildungen in Black & van Dishoeck 1987 und Sternberg & Dalgarno 1989). In NGC 3227 beobachtet man im H-Band keine H₂-Emissionslinien im Rahmen des S/N und auch die 2-1 S(1)-Linie ist eher schwach im Vergleich zu der 1-0 S(1)-Linie. Dies bedeutet, daß eine reine Anregung durch ein UV-Feld nicht die beobachteten Linienverhältnisse erklären kann.

3) Anregung im Entstehungsprozeß:

Die H₂-Moleküle bilden sich an der Oberfläche von Staubbkörnern. Dabei können sie in einem angeregten Zustand entstehen. Welcher angeregte Zustand dies ist, hängt zum einen von der Temperatur des Gases, aus dem sie sich bilden, und auch der Beschaffenheit der

interstellaren Staubkörner ab. Vergleiche dazu z.B. die Modelle in Black & van Dishoeck (1987), die auch darauf hinweisen, daß dazu Beobachtungen der H_2 -Linien im Bereich von 1 - 2 μm hilfreich sind. Ansonsten kann man diesen Prozeß nicht von den anderen getrennt untersuchen. Black & van Dishoeck (1987) bemerken, daß der Beitrag zwischen 10 - 20 % der Fluoreszenz-Anregungsrate betragen kann. Draine & Bertoldi (1996) finden in ihrer Untersuchung von stationären Photodissoziationsfronten, daß das Spektrum der niedrigen J-Niveaus nicht von der Verteilung des neugebildeten H_2 abhängt. Bei dissoziierenden Schocks (J-Schocks) bildet sich ebenfalls H_2 nach der Schockfront wieder völlig neu (Draine & McKee 1993).

Für NGC 3227 kann man diesen Prozeß wahrscheinlich vernachlässigen, da das meiste H_2 -Gas vermutlich schon lange gebildet wurde, bevor es zum Kern transportiert wurde. Dies wird unterstützt durch die Verteilung des kalten ^{12}CO -Gases, das sich größtenteils in einem größerem Abstand vom Kern befindet.

4) Thermische Anregung durch Stoßfronten:

Bei der thermischen Anregung durch Stöße mit Wasserstoffatomen oder -molekülen entspricht die Besetzung der elektronischen Grundzustände in den Vibrations-Rotationsniveaus einer Boltzmann-Verteilung. Die ermittelte Temperatur ist dann eine kinetische Temperatur, die durch Schocks, stellare Winde oder Strömungen auf Werte von bis zu 2000 K oder höher steigen kann. Eine Zusammenfassung der Schockanregung ist in Draine & McKee (1993) gegeben (s. auch Hollenbach 1997). Dabei läßt sich die Schockregion in vier Zonen einteilen (Field et al. 1968, Draine & McKee 1993): *i*) die Prächock-Zone, in der möglicherweise eine UV-Quelle strahlt und die auch von Photonen aus der heißen Schockzone bestrahlt wird, *ii*) der Schockübergang, wo das Gas stark komprimiert und abgebremst wird, so daß die geordnete kinematische Energie in thermische Energie umgewandelt wird (Entropie). *iii*) In der anschließenden Zone erfährt das Postschockgas hauptsächlich seine Strahlungsverluste, wobei die Vibrations-, Rotations- und Feinstruktur-Niveaus angeregt werden, und *iv*) die Thermalisierungs-Zone, in der das Post-Schockgas durch Strahlung kühlt und nahe dem Gleichgewicht zwischen Heizen und Kühlen ist.

Bei hohen Schockgeschwindigkeiten ($v_s \geq 12$ km/s) (London, McCray & Chu 1977) wird begonnen, H_2 -Moleküle zu zerstören (dissoziierenden Schocks, J-Schocks). Der wesentliche Unterschied zwischen den kontinuierlichen C- und den dissoziierenden J-Schocks ist, daß beim letzteren die Schockgeschwindigkeiten höher sind und daher die Parameter wie Dichte, Temperatur und Fließgeschwindigkeit einen diskontinuierlichen Sprung an der Schockfront haben, während sie sich in einem C-Schock kontinuierlich ändern (z.B. Timmermann 1998). Hollenbach & Shull (1977) geben in ihrer Tabelle 1 die zu erwartenden Linienverhältnisse für verschiedene Schockgeschwindigkeiten an, die natürlich auch wieder unterschiedlichen Anregungstemperaturen entsprechen.

Black & van Dishoeck (1987) geben die zu erwartenden Linienverhältnisse für Temperaturen von 1000 K und 2000 K. Die in NGC 3227 beobachteten Linienverhältnisse stimmen im Rahmen ihrer Fehler relativ gut mit den Werten für eine Temperatur von 2000 K überein.

B.2 Das Besetzungsdiagramm

Man kann nicht nur die Linienverhältnisse vergleichen, sondern auch die beobachteten Linienflüsse in ein Besetzungsdiagramm übertragen. Bei dem Besetzungsdiagramm wird die beobachtete Besetzungsdichte gegen die Energie des oberen Zustands aufgetragen, also die Boltzmann-Verteilung veranschaulicht. Wenn man alle Werte von unterschiedlichen Übergängen durch eine Gerade anpassen kann, dann ist die Steigung dieser Gerade proportional zur Temperatur des Gases.

In Tab. B.2 und B.3 sind die aus den Linienflüssen erhaltenen Säulendichten und die entsprechenden molekularen Parameter angegeben. Um die Besetzungsdichte zu erhalten, muß man die Säulendichte N_{ul} der Linie ermitteln (Lester, Harvey & Carr 1988):

$$N_{col} = \frac{F}{A_{ul} h \nu} \cdot \frac{4\pi}{Beam} = \frac{F}{A_{ul} h \frac{c}{\lambda}} \cdot \frac{4\pi}{Beam} \quad (B.1)$$

Dabei ist der Fluß F in $[\text{erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}]$ gegeben, A_{ul} die Übergangswahrscheinlichkeit der oberen Niveaus und ν die Frequenz der Linie (in Hz), h ist die Planck'sche Konstante und c die Lichtgeschwindigkeit. Der zusätzliche Term berücksichtigt die räumliche Verteilung der Strahlung. Die Boltzmann-Formel im Falle von thermischen Gleichgewicht lautet (z.B. Voigt 1991):

$$\frac{N'}{N''} = \frac{g_{J'}}{g_{J''}} e^{-\frac{\Delta E}{kT}} \quad (B.2)$$

mit

$$g_J = g_s \times g_r = g_s(2 \times J + 1) \quad (B.3)$$

Dabei sind N die Säulendichten, g_J die statistischen Gewichte (Niveau-Entartung) der beiden Zustände und T die Temperatur des thermischen Gleichgewichts; k ist die Boltzmann-Konstante. Die statistischen Gewichte errechnen sich aus Rotationsentartung g_r und der nuklearen Spinentartung g_s . Unter der Annahme von einem lokalen thermischen Gleichgewicht (LTE) ist g_s 3 für ungerade Werte von J (ortho- H_2) und 1 für gerade Werte von J (para- H_2).¹

Im Besetzungsdiagramm (Abb. B.1) ist Teilchendichte (meist in $\ln(\frac{N}{g})$) gegen die Anregungstemperatur aufgetragen. Wie man aus der Gleichung B.3 leicht sieht, liegen die Werte der einzelnen Linien im Falle eines thermischen Gleichgewicht auf einer Geraden deren Steigung das negativ-Inverse der Temperatur des Gases ist. Wenn die Linien nicht-thermisch angeregt sind, können nur Linien innerhalb eines Rotationsniveaus (z.B. $v=1-0$) durch eine Gerade angepaßt werden.

Eine zusätzliche Streuung innerhalb eines Rotationsniveaus erhält man, wenn das Verhältnis der statistischen Gewichte für ortho- H_2 und para- H_2 nicht dem hier angenommenen Verhältnis von 3 entspricht, wie man es im Falle von durch UV-Pumpen angeregtem H_2 erwarten würde. Man beobachtet z.B. ein ortho/para-Verhältnis von 2.51 in dem Planetarischen Nebel BD +30°3639 (Shupe et al. 1998) oder in dem Planetarischen Nebel

¹Dies folgt aus $(-1)^J = +1$ für J =gerade und damit Antisymmetrie und somit $S=0$ und $2S+1=1$. Für J =ungerade gilt $(-1)^J = -1$ und damit Symmetrie ($S=1$) und $2S+1=3$.

Hubble 12 einen Wert von 1.72 (Ramsay et al. 1993). Für C-Schocks kann man auch Abweichungen finden, wenn bei niedrigen Schockgeschwindigkeiten das Verhältnis im ursprünglichen Gas anders war (s. dazu Timmermann 1998).

Man kann somit sowohl die Vibrationstemperatur T_{vib} aus zwei Linien mit gleichen Rotationsniveau aber unterschiedlicher Vibrationsquantenzahl bestimmen, sowie die Rotationstemperatur T_{rot} aus zwei ortho- bzw. para-Linien eines Vibrationsniveaus. Bei thermischer Anregung würde man erwarten, daß die beiden Temperaturen übereinstimmen. Die unterschiedlichen Anregungsfälle sind z.B. in Hasegawa et al. (1987) und Tanaka, Hasegawa & Gatley (1991) dargestellt.

Das für NGC 3227 erstellte Besetzungsdiagramm liefert eine Temperatur von (2400 ± 150) K für den molekulare Wasserstoff. Dabei stimmt dies mit dem Ergebnis aus dem Vergleich der Linienverhältnisse überein, wo die beobachteten Verhältnisse am besten mit thermischer Anregung erklärt werden konnte. Die H_2 2-1-Linien zeigen etwas größere Abweichungen von der Geraden, was aber auch an dem größeren Meßfehler liegen kann. Da die beiden 1-0-Linien des para- H_2 leider relativ große Fehler (S(0)) haben bzw. von der atmosphärischen Absorption (S(2)) beeinflusst sind, kann man nicht die Rotationstemperatur aus einem Vergleich dieser Linien zu ihren benachbarten Linien erhalten. Aus dem Besetzungsdiagramm erhält man eine Dichte von $(3.4 \pm 2.0 \times 10^{15} \text{ cm}^{-2})$ für das 2400 K warme Gas.

Tabelle B.2: Eigenschaften der H_2 -Linien in NGC 3227 I.

Linie	λ [μm]	Fluß [$10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$]	A_j [10^{-7} s^{-1}]	g_j	N/g [10^{14} cm^{-2}]
1-0 Q(1)	2.4059	1.77 ± 0.29	4.29	9	2.91
1-0 S(0)	2.2227	0.48 ± 0.17	2.53	5	2.23
1-0 S(1)	2.1213	2.70 ± 0.17	3.47	21	2.08
1-0 S(2)	2.0332	1.41 ± 0.20	3.98	9	2.11
1-0 S(3)	1.9575	3.34 ± 0.17	4.21	33	1.24
1-0 S(7)	1.7475	0.42 ± 0.42	2.98	57	0.11
2-1 S(1)	2.2477	0.43 ± 0.17	4.98	21	0.24
2-1 S(3)	2.0736	0.32 ± 0.17	5.77	33	0.09

Flüsse sowie Übergangswahrscheinlichkeiten A_j , statistisches Gewicht g_j und die daraus ermittelte Säulendichte N/g für einzelne H_2 -Linien im Kern von NGC 3227 in einer Apertur von 3.6". (Weiteres s. Text)

Der im K-Band beobachtete molekulare Wasserstoff im Kern von NGC 3227 hat eine kinetische Temperatur von etwa 2400 K und ist im Rahmen der Fehlergrenzen thermisch angeregt. Dabei läßt sich nicht völlig ausschließen, daß die Heizung des H_2 -Gases im Fall hoher Gasdichte wie oben beschrieben über sekundäre Prozesse von Röntgen-, UV- oder kosmischer Strahlung erfolgt (also indirekte thermische Anregung). Unter Vernachlässigung der Fehler ist das beobachtete Verhältnis der 2-1 S(1)-Linie zur 1-0 S(1)-Linie 0.16, was etwas zu hoch für reine thermische Anregung ist. Nun kann man das Verhältnis aus einem Mischfall von thermischer Anregung und UV-Anregung (Modell S2 und 14 von Black & van Dishoeck 1987) errechnen. Dabei ergibt sich, daß etwa 85 % der H_2 -Emission thermisch angeregt sein muß und etwa 15 % von UV angeregtem H_2 stammen können. Lepp & McCray (1983) haben Modelle für die infrarote Linienemission von einer dichten

Tabelle B.3: Eigenschaften der H₂-Linien in NGC 3227 II.

Linie	λ	T_j	$\ln(\frac{N_i}{g_i})$
1-0 Q(1)	2.4059	6149	0.34 ± 0.16
1-0 S(0)	2.2227	6472	0.07 ± 0.35
1-0 S(1)	2.1213	6951	0.00 ± 0.06
1-0 S(2)	2.0332	7585	0.02 ± 0.14
1-0 S(3)	1.9575	8365	-0.51 ± 0.05
1-0 S(7)	1.7475	12817	-2.90 ± 1.00
2-1 S(1)	2.2477	12551	-2.14 ± 0.40
2-1 S(3)	2.0736	13887	-3.12 ± 0.53

Anregungstemperaturen T_j und die Säulendichte $\frac{N_i}{g_i}$ für einzelne H₂-Linien im Kern von NGC 3227 in einer Apertur von 3.6". (Weiteres s. Text)

interstellaren Gaswolke, die eine kompakte Röntgenquelle enthält, gerechnet. Sie geben folgende Beziehung $L_{IR} \approx 10^{-3} L_X$ zwischen der Röntgenleuchtkraft L_X im Bereich von 1 - 10 keV und der Leuchtkraft L_{IR} in der 2.12 μm H₂1-0 S(1)-Linie aus Rechnungen ihrer isobarischen Modelle an. Für einen mit Ginga (George, Nandra & Fabian 1990) und EXOSAT (Turner & Pounds 1989) im Bereich von 2 - 10 keV auf dem Zentrum von NGC 3227 gemessenen Fluß von etwa $1.5 \times 10^{-11} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$ erwartet man einen Fluß in der H₂-Linie von etwa $10^{-14} \text{ ergs s}^{-1} \text{ cm}^{-2}$, was zwar in der Größenordnung des gemessenen Wertes liegt, allerdings nicht durch die Linienverhältnisse bestätigt wird.²

B.3 Vergleich zu anderen Galaxien

Ähnliche Beobachtungen der NIR-Linien des molekularen Wasserstoffs wurden auch in anderen Galaxien vorgenommen. Die entsprechenden Linienflüsse sind in Tab. B.4 zusammengefaßt.

NGC 6240: Besondere Aufmerksamkeit verdient dabei die Merger-Galaxie NGC 6240, in der Sugai et al. (1997) eine reine thermische Anregung fanden. Allerdings konnte dies erst nach Beobachtungen mit hohem S/N eindeutig geklärt werden, so daß die H₂2-1-Linien auch sicher gemessen werden konnten. Da die beobachtete H₂-Linienemission zwischen den beiden Galaxienkernen ihr Maximum hat, ist eine reine Schockanregung sehr wahrscheinlich.

NGC 3256: Für eine andere Merger-Galaxie NGC 3256 wurden von Doyon, Joseph & Wright (1994) die Linienverhältnisse bestimmt. Da bei dieser Beobachtung aufgrund des S/N für einige der H₂2-1-Linien nur obere Grenzen erhalten wurden, ist das Ergebnis nicht so eindeutig wie im Fall von NGC 6240. Die Autoren schlagen eine Mischung aus Anregung durch UV-Fluoreszenz und Schock vor, wobei beide Mechanismen gleich viel

²George, Nandra & Fabian (1990) fordern die Existenz einer kalten keplerischen Akkretionsscheibe um den aktiven Kern von NGC 3227, aufgrund der Beobachtung der Eisen K α -Linie, die in kaltem Gas entsteht. Um die Beobachtung modellieren zu können, fordern sie, daß die Akkretionsscheibe eine Orientierung von "almost face-on" besitzt.

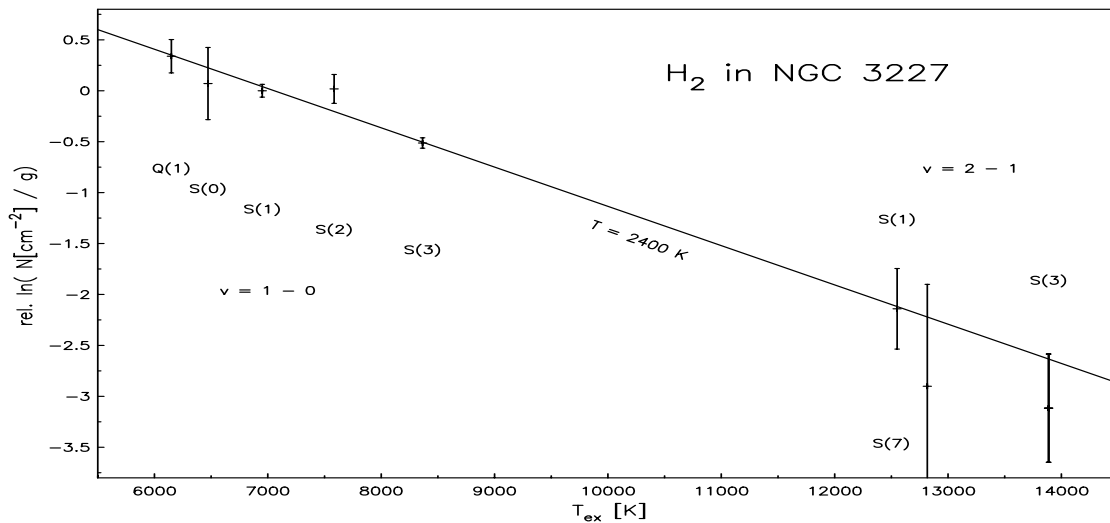


Abbildung B.1: Das Besetzungsdiagramm von H_2 in NGC 3227. (Weitere Erläuterungen s. Text.)

beitragen, da daß beobachtete 2-1 S(1)/1-0 S(1)-Verhältnis für reine Schockanregung zu hoch ist.

Circinus: Aufgrund der geringen Entfernung von Circinus war es Maiolino et al. (1998) möglich, die Linienverhältnisse für den Kern dieser Seyfert 2 und in einem Gebiet 20 pc NE des Kerns getrennt zu untersuchen. Dabei ändern sich besonders die Verhältnisse der 1-0S(0)- und der 1-0Q(1)-Linien zu der 1-0S(1)-Linie. Maiolino et al. (1998) finden für den Kern Übereinstimmung mit Schockanregung bei einer Temperatur von etwa 2500 K, können allerdings Beiträge zur thermischen Anregung durch UV-Strahlung bei hohen Dichten und starkem UV-Feld nicht völlig ausschließen. Für das Gebiet in 20 pc Entfernung sehen sie Hinweise, daß neben einer reinen thermischen Anregung, die die beobachteten Linienverhältnisse nicht mehr sehr gut erklärt, auch ein Beitrag durch UV-Fluoreszenz wichtig wird.

Wie der Vergleich zu Circinus und NGC 3256 zeigt ist es sehr wahrscheinlich, daß man ein Gemisch aus Schock- und UV-Anregung beobachtet. Nur in dem Fall des Wechselwirkungsgebiets von NGC 6240 kann man reine Schockanregung beobachten. Die erhaltene Anregungstemperatur ist mit der von Circinus vergleichbar, und etwas höher als die in NGC 6240. Zudem zeigt sich am Beispiel von Circinus, daß sich die Linienverhältnisse und damit die Anregungsbedingungen schon auf sehr kleinen räumlichen Skalen (20 pc) im Kerngebiet von aktiven Galaxien ändern können. Es kann somit für den molekularen Wasserstoff in den inneren 3.6'' von NGC 3227 geschlossen werden, daß die Hauptanregung durch Schocks erfolgt, die entweder durch stellare Winde oder durch Strömungsbewegungen des molekularen Gases hervorgerufen werden. Eine weitere Anregung durch UV- oder Röntgenstrahlung ist zu erwarten, wenn auch nur zu kleinen Anteilen. Um dies genauer

Tabelle B.4: Vergleich zu H₂-Linienverhältnisse in NGC 3227 zu anderen Galaxien

Linie	λ	NGC 3227	NGC 6240	NGC 3256	Circinus	
1-0 S(3)	1.956	1.24	0.86 ^a			
1-0 S(2)	2.033	0.52	0.35	0.45	0.55	0.52
1-0 S(1)	2.121	1.00	1.00	1.00	1.00	1.00
1-0 S(0)	2.222	0.18	0.22	0.26	0.29	0.15
1-0 Q(1)	2.420	0.65			1.00	0.81
2-1 S(3)	2.074	0.12	0.08	<0.17		
2-1 S(1)	2.247	0.16	0.06	0.39	0.14	0.10
T _{ex}		2400	1900	mixed	2500	mixed

Die Werte für NGC 6240 sind Sugai et al. (1997) entnommen. ^a stammt von Draine & Woods (1990). Die Werte für NGC 3256 stammen aus Doyon, Joseph & Wright (1994). Für Circinus sind sowohl die Verhältnis im Kern (6. Spalte) als auch in einem Abstand von 20 pc NE vom Kern (letzte Spalte) von Abb. 8 in Maiolino et al. (1998) entnommen.

zu untersuchen, sind jedoch Beobachtungen mit hohem S/N und einer größeren räumlichen Auflösung nötig, um eventuell vorhandene lokale Unterschiede wie bei Circinus beobachten zu können.

B.4 Die Masse des heißen H₂-Gases

Da, wie oben gezeigt, die Linienemission des molekularen Wasserstoffs hauptsächlich durch thermische Anregung erfolgt, kann man aus der Leuchtkraft der H₂1-0S(1)-Linie auf die H₂-Masse M_{H₂} schließen. Wie in Thompson, Lebofsky & Rieke (1978) gezeigt, ergibt sich für ein etwa 2000 K warmes Gas folgender Zusammenhang $M_{H_2}[M_\odot] \approx 1.8 \times 10^{-3} L_{H_2 1-0S(1)}[L_\odot]$ zwischen der Masse M_{H₂} an heißem H₂-Gas und der Leuchtkraft L_{H₂1-0S(1)} in der H₂1-0S(1)-Linie.

Für NGC 3227 findet man etwa 450 M_⊙ heißes Gas bei einer Leuchtkraft von $2.5 \times 10^5 L_\odot$. Dies ergibt ein Verhältnis von heißem zu kaltem Gas von einigen 10^{-6} . In anderen Galaxien beobachtet man Werte zwischen 10^{-4} und etwa 10^{-6} . Damit liegt NGC 3227 an der unteren Grenze. Deutlich fällt der Unterschied zu NGC 1068 auf. Hier finden Rotaciuc et al. (1991) eine Gasmasse von etwa 3000 M_⊙, und ein Verhältnis von etwa 10^{-4} . In der nahen Wolf-Rayet-Galaxie NGC 6764 erhalten Eckart et al. (1996) eine Masse von etwa 1200 M_⊙ und ein Verhältnis von etwa 10^{-5} von heißer zu kalter Gasmasse. Für NGC 7552 geben Schinnerer et al. (1997) eine Masse von etwa 1000 M_⊙ sowie ein Verhältnis von einigen 10^{-7} an, was allerdings eine Abschätzung der kalten molekularen Masse beinhaltet, da nur Einzelteleskop-Messungen dazu verwendet werden konnten. In allen drei genannten Galaxien ist die H₂-Emission ringförmig mit Radien von etwa 100 pc bis etwa 500 pc verteilt, im Gegensatz zu NGC 3227, in der die H₂-Emission im Zentrum konzentriert ist. Zusammen mit der Tatsache, daß die beobachtete heiße Gasmasse in diesen Galaxien um den Faktor 2 - 6 größer ist, könnte dies bedeuten, daß in diesen "Ring" kaltes molekulares Gas durch Stöße geheizt wird. Um dies genauer zu untersuchen, sind jedoch Karten der H₂1-0S(1)-Linie mit hohem S/N nötig, um eventuell ausgedehnte Strukturen noch zu

erkennen. So beobachtet man in NGC 1068 in einer Entfernung bis zu 10'' von Kern, noch ausgedehnte, schwache H_2 -Emission (Davies, Sugai & Ward 1998), die noch einen Beitrag zum Gesamtfluß liefern kann.

Das kleine Verhältnis von heißem zu kaltem molekularem Gas, die geringe Masse an heißem Gas sowie die unterschiedliche Verteilung von heißem und kaltem Gas können möglicherweise mit den Bahnen des molekularen Material im Potential der inneren 3'' zusammenhängen. Wie in 5.10 gezeigt, kann man die beobachteten pv-Diagramme der $^{12}CO(2-1)$ -Linie mit einem System geneigter Ringe erklären. Dabei ändert sich die Inklination dieser Ringe erst bei sehr kleinen Radien stark, so daß man auch erst dort mit vermehrten Kollisionen der Molekülwolken untereinander rechnen kann. Wenn man noch die geringe Leuchtkraft des Seyfert-Kerns berücksichtigt, so kann man dies dadurch erklären, daß das dynamische System aus den geneigten Ringen noch relativ "jung" ist (s. Analyse von 3Drings, 5.10) und sich die Verteilung von heißem und kaltem Gas noch nicht im Gleichgewicht befindet, wie es dann bei NGC 1068 beobachtet wird.

Anhang C

3-dimensionale Datenhandhabung

C.1 Handhabung von 3-dim Datenkuben: 3ddp_user

Um 3-dimensionale Datenkuben für die verschiedenen neuentwickelten und im nachfolgenden beschriebenen Modelle präparieren und erzeugen zu können, wurde 3ddp_user in Anlehnung an dp_user, daß für die Verarbeitung von 2-dimensionalen Daten zuständig ist, entwickelt. Es enthält sowohl einfache Rechnungen mit Datenkuben als auch die Erzeugung von Filtern.

C.1.1 Einfache Rechenoperationen und Faltungen

3ddp_user eignet sich dazu die Grundrechenarten, wie Addition, Subtraktion, Multiplikation und Division, sowohl zwischen zwei Datenkuben als auch zwischen einem Wert und einem Datenkubus durchzuführen. Um die Auflösung der Datenkuben zu verändern, kann eine 3-dimensionale Faltung vorgenommen werden. Dazu werden die entsprechenden Kuben in den Fourierraum mit Hilfe einer 3-dimensionalen FFT (aus der Mathematischen Bibliothek des Rechners) in den Fourierraum transformiert und dort miteinander multipliziert.

C.1.2 Filter und andere Optionen

Mit Hilfe von Filtern kann man einzelne Bereiche aus einem Datenkubus heraus trennen oder maskieren. Dazu stehen ein zylindrischer Filter, ein quaderförmiger Filter, ein Cosinus-Glockenfilter und ein Gauß-Filter zur Verfügung. Desweiteren ist es möglich die Daten innerhalb des Kubus zu verschieben, sowie Grenzwerte zu setzen oder den gesamten Fluß auf Eins zu normieren. Zusätzlich gibt es Möglichkeiten einfache Formatänderungen vorzunehmen.

C.1.3 Änderung der Dimensionen

Um die Darstellung von 3-dimensionalen Daten zu unterstützen, habe ich verschiedene Möglichkeiten sich Teile des Kubus als 2-dimensionales Bild darzustellen installiert. Man kann entweder einzelne Ebenen her ausschreiben oder auch entlang einer Achse Teile des

Kubus kollabieren bzw. aufaddieren. Umgekehrt ist es auch möglich ein 2-dimensionales Bild in den Kubus einzulesen, wobei die Länge in der neuen dritten Dimension angegeben werden kann. Zusätzlich kann man für den Fall, daß der Kubus aus zwei räumlichen und einer spektralen Achse besteht, in runden oder rechtwinkligen Aperturen Spektren nehmen.

C.2 Der 3-dimensionale LUCY-Algorithmus: 3DLucy

Die gemessenen Bilder $I(x,y)$ können betrachtet werden als eine Faltung (Konvolution) der eigentlichen Objektintensitäts-Verteilung $O(x,y)$ mit der Punktverbreiterungs-Funktion (Pointspread-Funktion) $PSF(x,y)$ des Teleskops, die rein instrumentelle Beiträge (Beugung etc.) und atmosphärische Beträge (Seeing) beinhaltet. Somit läßt sich das gemessene Bild darstellen als:

$$I(x, y) = O(x, y) * PSF(x, y) \quad (C.1)$$

Im Falle der dreidimensionalen Datenkuben lautet diese Beziehung ausgeschrieben (Bracewell 1978):

$$I(x, y, v) = \int_{x_{min}}^{x_{max}} \int_{y_{min}}^{y_{max}} \int_{v_{min}}^{v_{max}} O(\xi, \eta, \tau) \cdot PSF(x + \lambda \cdot \xi, y + \lambda \cdot \eta, v + \lambda \cdot \tau) d\xi d\eta d\tau \quad (C.2)$$

Hierbei ist im Falle der Konvolution $\lambda=-1$. Bei der im folgenden beschriebenen Algorithmus benutzten Kreuzkorrelation wird $\lambda=+1$ gesetzt. Die $PSF(x, y, v)$ ist dabei eine Funktion des Ortes und auf Grund der Bandpaßcharakteristik sowie der mit der Wellenlänge skalierenden Winkelauflösung auch eine Funktion der Frequenz.

Um eine möglichst reine Objektintensitäts-Verteilung $O(x,y)$ zu erhalten, verwendet man Entfaltungs-Algorithmen. Der LUCY-Algorithmus ist ein nicht-linearer Rechenalgorithmus, der verwendet wird, um Funktionen zu entfalten. Dieser Algorithmus ist eine iterative Entfaltungs-Methode, wobei er einen Vergleich zwischen der unbehandelten Ausgangskarte I und der gegenwärtigen Abschätzung einer entfalteten Karte Ψ_i , die mit dem Dirty-Beam rückgefaltet wurde, vornimmt (Lucy 1974). Als Dirty-Beam dient in der Regel ein Referenzstern, der wie eine Punktquelle erscheint und keine bzw. sehr wenig Struktur aufweist. Im Falle der interferometrischen Daten habe ich den CLEAN-Beam zur Kontrastverstärkung der gecleanteten Karte benutzt. Als Vergleich dient ein Tiefpaß-gefiltertes Verhältnis zwischen der rückgefalteten Abschätzung Ψ_i und der Ausgangskarte I . Dieses Verhältnis wird benutzt, um daraus eine neue Abschätzung Ψ_{i+1} von der Quelle O zu berechnen.

In einfacher Form läßt sich der Algorithmus wie folgt mathematisch darstellen: Die erste Annahme über das entfaltete Bild Ψ_1 ist das Unbehandelte Ausgangsbild selbst:

$$\Psi_1 = I \quad (C.3)$$

Das anschließende iterative Prozeß kann wie folgt dargestellt werden:
Die Kreuzkorrelation des laufenden Entfaltungsergebnisses mit der PSF:

$$\Phi_i = \Psi_i(*)P \quad (\text{C.4})$$

Hierbei kennzeichnet $(*)$ den Operator für die Kreuzkorrelation. Ein Vergleich des resultierenden Bildes mit dem unbehandelten Eingabebild erfolgt über das Tiefpaß gefilterte Verhältnis:

$$R = (I/\Phi_i) * P \quad (\text{C.5})$$

Hierbei kennzeichnet $*$ den Operator für die Faltung. Die Korrekturfunktion R wird dann mit dem laufenden Entfaltungsergebnisses multipliziert um eine neue Iteration dieses Ergebnisses zu erhalten:

$$\Psi_{i+1} = \Psi_i \times R \quad (\text{C.6})$$

Diese Korrektur schärft alle Strukturen, die in ϕ_i verglichen mit dem Eingangsbild I zu breit sind und verbreitert alle Strukturen die zu schmal sind. Eine detaillierte Beschreibung des Lucy-Algorithmus im Rahmen abhängiger Wahrscheinlichkeitsverteilungen ist in Lucy (1974) wiedergegeben.

Der iterative Prozeß kann dann gestoppt werden, wenn die mit dem Beam zurückgefalteten Abschätzungen im Rahmen der gemessenen Unsicherheiten mit der unbehandelten Ausgangskarte übereinstimmen. Bei hohem Signal-zu-Rauschen erlaubt der LUCY-Algorithmus prinzipiell räumliche Auflösungen, die über die Beugungsgrenze (oder bei Langzeitaufnahmen über die Seeing-Grenze) hinausgehen. Die Ergebnisse sind dann jedoch genau zu prüfen und mit Ergebnissen anderer Methoden zu vergleichen.

Der LUCY-Algorithmus bietet also folgende Möglichkeiten:

1. $O_{final} * P$ enthält einen maximalen Grad an Glättung und Kontinuität
2. $O_{final} * P$ unterscheidet sich von der Ausgangskarte I nur um einen Beitrag, der durch Meßfehler entstanden sein kann.
3. Diese iterative Methode ist flußerhaltend.
4. Nach einer unendlichen Anzahl von Iterationen konvergiert die Methode zur maximal möglichen Auflösung
5. Der Algorithmus kann zur Kontrastverstärkung, wie im Falle der 3-dimensionalen Interferometer-Daten, benutzt werden.

Anhang D

Zusätzliche Tabellen zu NGC 3227

D.1 Definition der Linienbreiten der 3D-Daten von NGC 3227

Tabelle D.1: Wellenlängen der Linienkarten

Linie	λ_o [μm]	λ_1 [μm]	λ_2 [μm]
[Fe II]	1.5335	1.5352	- 1.5412
Si I	1.5892	1.5928	- 1.5952
CO 6-3	1.6185	1.6420	- 1.6264
CO 7-4	1.6394	1.6420	- 1.6456
[Fe II]	1.6435	1.6468	- 1.6516
CO 8-5	1.6613	1.6660	- 1.6684
CO 9-6	1.6836	1.6888	- 1.6924
CO 10-4	1.7063	1.7104	- 1.7140
[Fe II]	1.7449	1.7488	- 1.7548
H ₂ 1-0 S(7)	1.7475	1.7524	- 1.7536
H ₂ 1-0 S(3)	1.957	1.962	- 1.966
[Si VI]	1.962	1.968	- 1.972
H ₂ 1-0 S(2)	2.033	2.040	- 2.044
[Al IX]	2.040	2.046	- 2.050
H ₂ 2-1 S(3)	2.073	2.080	- 2.084
Mg/Al	2.107, 2.110, 2.117	2.114	- 2.124
H ₂ 1-0 S(1)	2.121	2.128	- 2.132
Br γ	2.166	2.166	- 2.184
Na I	2.206, 2.209	2.212	- 2.218
H ₂ 1-0 S(0)	2.223	2.230	- 2.234
H ₂ 2-1 S(1)	2.247	2.252	- 2.256
Ca I	2.261, 2.263, 2.265	2.270	- 2.278
CO 2-0	2.294	2.300	- 2.314
CO 3-1	2.323	2.330	- 2.336
CO 4-2	2.353	2.360	- 2.366
CO 5-3	2.383	2.388	- 2.398
H ₂ 1-0 Q(1)	2.406	2.414	- 2.416

Es sind die verwendeten Integrationsgrenzen zum Vergleich angegeben. Die Restwellenlänge der jeweiligen Linie ist λ_o . Die Integrationsgrenzen λ_1 und λ_2 im beobachteten Spektrum sind für CO 2-0 größer als in Origlia et al. (1993). Die Flüsse müssen daher um den Faktor 0.5 korrigiert werden, um die Äquivalentbreiten zu vergleichen.

D.2 NIR-Flußdichten von NGC 3227

Tabelle D.2: NIR-Flußdichten und -Farben von NGC 3227 aus der Literatur

Aper.	J		H		K		J - H	H - K	J - K
["]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mag]	[mag]	[mag]
4.6	54.7	11.28	69.5	10.47	68.8	9.91	0.81	0.56	1.37
9.1	73.2	10.96	91.4	10.17	87.9	9.64	0.79	0.53	1.32
18.2	104.0	10.58	132.3	9.77	118.9	9.31	0.81	0.46	1.27

Band	3"		6"		9"		12"	
	[mag]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mJy]	[mag]	[mJy]
J	11.38	49.66	11.04	67.92	10.85	80.91	10.74	89.54
	11.18	59.70	11.01	69.82	10.87	79.43	10.82	83.18
	11.22	57.54	11.01	69.82	10.80	84.72	10.70	92.90
\bar{x}	11.26	55.64	11.02	69.19	10.84	81.69	10.75	88.54
H	10.54	65.16	10.24	85.90	10.08	99.54	9.99	108.14
	10.47	69.50	10.29	82.04	10.16	92.47	10.06	101.39
	10.39	74.82	10.20	89.13	10.02	105.20	9.91	116.41
\bar{x}	10.46	69.83	10.24	85.69	10.09	99.07	9.98	108.65
K	10.04	60.81	9.64	87.90	9.51	99.08	9.44	105.68
	9.89	69.82	9.65	87.10	9.53	97.27	9.47	102.80
	9.83	73.79	9.62	89.54	9.48	101.86	9.40	109.65
\bar{x}	9.92	68.14	9.64	88.18	9.51	99.41	9.44	106.04

Die oberen Werte stammen von McAlary et al.(1983), die unteren sind Kotilainen et al. (1992) entnommen.

Tabelle D.3: NIR-Kontinuumsflußdichten in NGC 3227 I.

Aper.	[FeII]	SiI	CO 6-3	CO 7-4	CO 8-5	CO 9-6
	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$
["]	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$
1.40	2.52 ± 0.05	2.48 ± 0.04	2.53 ± 0.04	2.54 ± 0.04	2.52 ± 0.04	2.52 ± 0.04
1.80	3.78 ± 0.12	3.71 ± 0.10	3.78 ± 0.10	3.79 ± 0.09	3.76 ± 0.09	3.74 ± 0.10
2.00	4.48 ± 0.13	4.40 ± 0.11	4.48 ± 0.11	4.49 ± 0.10	4.46 ± 0.10	4.43 ± 0.10
2.20	5.09 ± 0.46	4.99 ± 0.45	5.08 ± 0.43	5.09 ± 0.44	5.05 ± 0.44	5.02 ± 0.43
3.00	6.74 ± 0.34	6.60 ± 0.33	6.71 ± 0.32	6.73 ± 0.32	6.67 ± 0.31	6.61 ± 0.31
3.60	7.59 ± 0.10	7.43 ± 0.09	7.56 ± 0.08	7.58 ± 0.07	7.51 ± 0.07	7.43 ± 0.07
4.60	8.48 ± 0.04	8.33 ± 0.03	8.45 ± 0.04	8.49 ± 0.03	8.42 ± 0.03	8.32 ± 0.04
5.40	8.83 ± 0.05	8.70 ± 0.04	8.81 ± 0.04	8.87 ± 0.04	8.81 ± 0.03	8.70 ± 0.05
6.00	8.89 ± 0.05	8.80 ± 0.04	8.89 ± 0.04	8.97 ± 0.04	8.90 ± 0.03	8.80 ± 0.05

NIR-Kontinuumsflußdichten gemessen im Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Es ist der Mittelwert aus den benachbarten Kontinuumskanälen, die zur Bestimmung der Basislinie herangezogen wurden, für die jeweilige Linie angegeben sowie der entsprechende 3σ -Fehler.

Tabelle D.4: NIR-Kontinuumsflußdichten in NGC 3227 II.

Aper.	CO 10-7	[FeII]	[SiVI]	[AlIX]	H ₂ 2-1 S(3)	H ₂ S(1)
	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$	$[10^{-14}]$
["]	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$	$\text{Wm}^{-2}\mu\text{m}^{-1}$
1.40	2.50 ± 0.04	2.29 ± 0.03	3.26 ± 0.07	1.81 ± 0.03	1.83 ± 0.03	1.83 ± 0.03
1.80	3.71 ± 0.09	3.41 ± 0.07	4.70 ± 0.12	2.57 ± 0.06	2.60 ± 0.06	2.60 ± 0.06
2.00	4.40 ± 0.10	4.05 ± 0.07	5.46 ± 0.12	2.97 ± 0.06	3.01 ± 0.06	3.00 ± 0.06
2.20	4.98 ± 0.42	4.59 ± 0.43	6.09 ± 0.15	3.30 ± 0.08	3.34 ± 0.08	3.33 ± 0.08
3.00	6.56 ± 0.30	6.11 ± 0.31	7.79 ± 0.18	4.17 ± 0.08	4.21 ± 0.08	4.19 ± 0.08
3.60	7.39 ± 0.07	6.94 ± 0.09	8.73 ± 0.10	4.64 ± 0.04	4.68 ± 0.05	4.64 ± 0.05
4.60	8.30 ± 0.04	7.88 ± 0.05	9.88 ± 0.06	5.21 ± 0.03	5.24 ± 0.03	5.18 ± 0.03
5.40	8.70 ± 0.04	8.31 ± 0.06	10.56 ± 0.06	5.55 ± 0.03	5.57 ± 0.04	5.49 ± 0.04
6.00	8.81 ± 0.04	8.45 ± 0.06	10.92 ± 0.06	5.72 ± 0.04	5.73 ± 0.04	5.64 ± 0.04

NIR-Kontinuumsflußdichten gemessen im Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Es ist der Mittelwert aus den benachbarten Kontinuumskanälen, die zur Bestimmung der Basislinie herangezogen wurden, für die jeweilige Linie angegeben sowie der entsprechende 3σ -Fehler.

Tabelle D.5: NIR-Kontinuumsflußdichten in NGC 3227 III.

Aper.	Br γ	NaI	H ₂ S(0)	H ₂ 2-1 S(1)	CaI	CO
	[10 ⁻¹⁴	[10 ⁻¹⁴	[10 ⁻¹⁴	[10 ⁻¹⁴	[10 ⁻¹⁴	[10 ⁻¹⁴
["]	Wm ⁻² μ m ⁻¹]	Wm ⁻² μ m ⁻¹]	Wm ⁻² μ m ⁻¹]	Wm ⁻² μ m ⁻¹]	Wm ⁻² μ m ⁻¹]	Wm ⁻² μ m ⁻¹]
1.40	1.82 \pm 0.03	1.80 \pm 0.03	1.79 \pm 0.03	1.77 \pm 0.03	1.75 \pm 0.03	1.75 \pm 0.03
1.80	2.57 \pm 0.05	2.55 \pm 0.06	2.53 \pm 0.06	2.50 \pm 0.06	2.46 \pm 0.05	2.46 \pm 0.05
2.00	2.96 \pm 0.05	2.93 \pm 0.05	2.90 \pm 0.05	2.87 \pm 0.05	2.83 \pm 0.05	2.82 \pm 0.05
2.20	3.27 \pm 0.07	3.24 \pm 0.07	3.21 \pm 0.07	3.18 \pm 0.07	3.12 \pm 0.06	3.12 \pm 0.06
3.00	4.10 \pm 0.07	4.06 \pm 0.08	4.02 \pm 0.08	3.98 \pm 0.08	3.90 \pm 0.07	3.90 \pm 0.07
3.60	4.54 \pm 0.04	4.50 \pm 0.04	4.45 \pm 0.04	4.40 \pm 0.04	4.32 \pm 0.03	4.32 \pm 0.04
4.60	5.06 \pm 0.03	5.02 \pm 0.03	4.96 \pm 0.03	4.91 \pm 0.03	4.81 \pm 0.02	4.82 \pm 0.03
5.40	5.36 \pm 0.03	5.32 \pm 0.03	5.26 \pm 0.03	5.21 \pm 0.03	5.12 \pm 0.03	5.12 \pm 0.03
6.00	5.51 \pm 0.03	5.47 \pm 0.03	5.41 \pm 0.03	5.36 \pm 0.03	5.27 \pm 0.03	5.28 \pm 0.03

NIR-Kontinuumsflußdichten gemessen im Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Es ist der Mittelwert aus den benachbarten Kontinuumskanälen, die zur Bestimmung der Basislinie herangezogen wurden, für die jeweilige Linie angegeben sowie der entsprechende 3σ -Fehler.

D.3 Linienflüsse und -Äquivalentbreiten in NGC 3227

D.3.1 Die Emissionslinien der BLR, CLR und NLR in NGC 3227

Tabelle D.6: Flüsse der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR in NGC 3227

Aper.	[FeII] 1.53 μm [10 ⁻¹⁷ ["]	[FeII] 1.64 μm [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	[FeII] 1.74 μm [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	[SiVI] 1.96 μm [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	[AlIX] 2.04 μm [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	Br γ 2.17 μm [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]
1.40	0.55 \pm 0.20	1.81 \pm 0.10	0.66 \pm 0.09	0.96 \pm 0.09	0.33 \pm 0.05	0.90 \pm 0.14
1.80	0.86 \pm 0.24	2.71 \pm 0.12	1.01 \pm 0.11	1.33 \pm 0.12	0.46 \pm 0.08	1.19 \pm 0.19
2.00	1.02 \pm 0.27	3.19 \pm 0.13	1.20 \pm 0.10	1.51 \pm 0.13	0.53 \pm 0.09	1.32 \pm 0.21
2.20	1.14 \pm 0.22	3.57 \pm 0.16	1.37 \pm 0.21	1.66 \pm 0.10	0.58 \pm 0.11	1.41 \pm 0.22
3.00	1.37 \pm 0.20	4.45 \pm 0.15	1.82 \pm 0.26	1.99 \pm 0.17	0.70 \pm 0.14	1.61 \pm 0.28
3.60	1.53 \pm 0.34	4.80 \pm 0.15	2.03 \pm 0.24	2.15 \pm 0.17	0.75 \pm 0.14	1.66 \pm 0.26
4.60	1.70 \pm 0.37	4.91 \pm 0.32	2.15 \pm 0.53	2.26 \pm 0.10	0.81 \pm 0.17	1.67 \pm 0.41
5.40	1.61 \pm 0.39	4.73 \pm 0.33	2.20 \pm 0.56	2.35 \pm 0.12	0.85 \pm 0.18	1.56 \pm 0.47
6.00	1.53 \pm 0.41	4.55 \pm 0.35	2.26 \pm 0.57	2.41 \pm 0.13	0.81 \pm 0.19	1.47 \pm 0.51

Flüsse der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Der angegebene Fehler beinhaltet den 3σ -Fehler innerhalb einer Apertur in der Linienkarte sowie die Unsicherheiten aus der Wahl der Basislinie für das Kontinuum. Der gesamte absolute Fehler ist größer, da noch die Kalibrationsunsicherheiten hinzu kommen. Die räumliche Auflösung im H-Band beträgt 1.6", im K-Band 1.3". (10^{-14} erg s⁻¹ cm⁻² = 10^{-17} W m⁻²)

Tabelle D.7: Äquivalentsbreiten der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR in NGC 3227

Aper.	[FeII] 1.53 μm	[FeII] 1.64 μm	[FeII] 1.74 μm	[SiVI] 1.96 μm	[AlIX] 2.04 μm	Br γ 2.17 μm
["]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]
1.40	2.19 \pm 0.80	7.13 \pm 0.41	2.90 \pm 0.40	2.96 \pm 0.28	1.82 \pm 0.28	4.95 \pm 0.77
1.80	2.27 \pm 0.64	7.16 \pm 0.36	2.95 \pm 0.33	2.83 \pm 0.27	1.79 \pm 0.31	4.64 \pm 0.75
2.00	2.27 \pm 0.60	7.10 \pm 0.33	2.96 \pm 0.25	2.77 \pm 0.25	1.77 \pm 0.30	4.45 \pm 0.71
2.20	2.23 \pm 0.48	7.02 \pm 0.69	2.98 \pm 0.54	2.72 \pm 0.18	1.76 \pm 0.34	4.30 \pm 0.68
3.00	2.03 \pm 0.31	6.61 \pm 0.38	2.97 \pm 0.45	2.55 \pm 0.23	1.68 \pm 0.34	3.92 \pm 0.69
3.60	2.02 \pm 0.45	6.33 \pm 0.21	2.92 \pm 0.35	2.46 \pm 0.20	1.62 \pm 0.30	3.66 \pm 0.57
4.60	2.01 \pm 0.44	5.78 \pm 0.38	2.73 \pm 0.67	2.29 \pm 0.10	1.56 \pm 0.33	3.30 \pm 0.81
5.40	1.82 \pm 0.44	5.33 \pm 0.37	2.64 \pm 0.67	2.23 \pm 0.11	1.53 \pm 0.32	2.91 \pm 0.88
6.00	1.72 \pm 0.46	5.08 \pm 0.39	2.67 \pm 0.67	2.21 \pm 0.12	1.42 \pm 0.33	2.67 \pm 0.93

Äquivalentbreiten der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR gemessen auf dem Kern von NGC 3227 im verschiedenen Aperturen. Der Fehler wurde aus dem Fehler der Linienflüsse und dem Fehler des jeweiligen benachbarten Kontinuums ermittelt.

D.3.2 Die stellaren Absorptionslinien in NGC 3227

Tabelle D.8: Flüsse der stellaren Absorptionslinien in NGC 3227

Aper.	SiI	Mg/Al	NaI	CaI
	[10^{-17}	[10^{-17}	[10^{-17}	[10^{-17}
["]	W m $^{-2}$]	W m $^{-2}$]	W m $^{-2}$]	W m $^{-2}$]
1.40	-0.31 \pm 0.09	-0.17 \pm 0.09	-0.51 \pm 0.09	-0.17 \pm 0.09
1.80	-0.45 \pm 0.12	-0.25 \pm 0.12	-0.74 \pm 0.12	-0.27 \pm 0.12
2.00	-0.58 \pm 0.11	-0.30 \pm 0.14	-0.87 \pm 0.14	-0.34 \pm 0.11
2.20	-0.64 \pm 0.09	-0.34 \pm 0.18	-0.99 \pm 0.18	-0.38 \pm 0.14
3.00	-0.82 \pm 0.10	-0.47 \pm 0.20	-1.32 \pm 0.20	-0.51 \pm 0.16
3.60	-0.91 \pm 0.12	-0.53 \pm 0.19	-1.47 \pm 0.19	-0.58 \pm 0.17
4.60	-1.00 \pm 0.17	-0.58 \pm 0.23	-1.59 \pm 0.23	-0.67 \pm 0.18
5.40	-0.99 \pm 0.18	-0.59 \pm 0.27	-1.66 \pm 0.27	-0.70 \pm 0.21
6.00	-0.93 \pm 0.19	-0.60 \pm 0.29	-1.69 \pm 0.29	-0.68 \pm 0.23

Flüsse der stellaren Absorptionslinien gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Der angegebene Fehler beinhaltet den 3σ -Fehler innerhalb einer Apertur in der Linienkarte sowie die Unsicherheiten aus der Wahl der Basislinie für das Kontinuum. Der gesamte absolute Fehler ist größer, da noch die Kalibrationsunsicherheiten hinzu kommen. Die räumliche Auflösung im H-Band beträgt 1.6", im K-Band 1.3". (10^{-14} erg s $^{-1}$ cm $^{-2}$ = 10^{-17} W m $^{-2}$)

Tabelle D.9: Flüsse der ^{12}CO -Bandenköpfe im H-Band in NGC 3227

Aper.	CO 6-3	CO 7-4	CO 8-5	CO 9-6	CO 10-7
["]	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$
1.40	-0.47 ± 0.05	-0.24 ± 0.07	-0.27 ± 0.07	-0.28 ± 0.07	-0.31 ± 0.12
1.80	-0.71 ± 0.07	-0.37 ± 0.09	-0.42 ± 0.08	-0.40 ± 0.14	-0.47 ± 0.15
2.00	-0.85 ± 0.08	-0.45 ± 0.10	-0.50 ± 0.09	-0.46 ± 0.15	-0.55 ± 0.16
2.20	-0.97 ± 0.09	-0.52 ± 0.14	-0.59 ± 0.09	-0.52 ± 0.16	-0.62 ± 0.16
3.00	-1.28 ± 0.11	-0.75 ± 0.11	-0.79 ± 0.11	-0.68 ± 0.16	-0.83 ± 0.14
3.60	-1.42 ± 0.10	-0.86 ± 0.09	-0.90 ± 0.07	-0.76 ± 0.14	-0.94 ± 0.14
4.60	-1.51 ± 0.28	-0.87 ± 0.42	-0.96 ± 0.29	-0.80 ± 0.51	-1.07 ± 0.29
5.40	-1.40 ± 0.29	-0.83 ± 0.44	-0.90 ± 0.30	-0.73 ± 0.53	-1.14 ± 0.30
6.00	-1.25 ± 0.30	-0.72 ± 0.45	-0.82 ± 0.31	-0.66 ± 0.53	-1.11 ± 0.31

Flüsse der ^{12}CO -Bandenköpfe gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Der angegebene Fehler beinhaltet den 3σ -Fehler innerhalb einer Apertur in der Linienkarte sowie die Unsicherheiten aus der Wahl der Basislinie für das Kontinuum. Der gesamte absolute Fehler ist größer, da noch die Kalibrationsunsicherheiten hinzu kommen. Die räumliche Auflösung im H-Band beträgt $1.6''$, im K-Band $1.3''$. ($10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 10^{-17} \text{ W m}^{-2}$)

Tabelle D.10: Flüsse der ^{12}CO -Bandenköpfe im K-Band in NGC 3227

Aper.	^{12}CO (2-0)	^{12}CO (3-1)	^{12}CO (4-2)	^{12}CO (5-3)	^{12}CO	CO
["]	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$	$[10^{-17}$ $\text{W m}^{-2}]$
1.40	-1.18 ± 0.13	-0.82 ± 0.11	-0.99 ± 0.13	-1.48 ± 0.19	-4.40 ± 0.49	-8.46 ± 1.47
1.80	-1.74 ± 0.21	-1.23 ± 0.15	-1.43 ± 0.23	-2.05 ± 0.35	-6.33 ± 0.89	-11.95 ± 2.61
2.00	-2.04 ± 0.21	-1.46 ± 0.15	-1.67 ± 0.23	-2.34 ± 0.35	-7.39 ± 0.89	-13.71 ± 2.68
2.20	-2.31 ± 0.22	-1.67 ± 0.14	-1.90 ± 0.18	-2.62 ± 0.29	-8.35 ± 0.80	-15.38 ± 2.12
3.00	-3.04 ± 0.26	-2.24 ± 0.17	-2.49 ± 0.20	-3.40 ± 0.35	-10.96 ± 0.88	-19.93 ± 2.47
3.60	-3.41 ± 0.37	-2.56 ± 0.21	-2.80 ± 0.26	-3.78 ± 0.40	-12.32 ± 1.19	-22.24 ± 3.19
4.60	-3.86 ± 0.50	-2.84 ± 0.34	-3.00 ± 0.49	-4.00 ± 0.59	-13.46 ± 1.92	-23.36 ± 5.40
5.40	-3.95 ± 0.54	-2.86 ± 0.37	-2.88 ± 0.52	-3.74 ± 0.63	-13.18 ± 2.05	-21.46 ± 5.73
6.00	-3.85 ± 0.57	-2.83 ± 0.38	-2.86 ± 0.53	-3.61 ± 0.65	-12.91 ± 2.13	-20.37 ± 5.94

Flüsse der ^{12}CO -Bandenköpfe gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Der angegebene Fehler beinhaltet den 3σ -Fehler innerhalb einer Apertur in der Linienkarte sowie die Unsicherheiten aus der Wahl der Basislinie für das Kontinuum. Der gesamte absolute Fehler ist größer, da noch die Kalibrationsunsicherheiten hinzu kommen. Die räumliche Auflösung im H-Band beträgt $1.6''$, im K-Band $1.3''$. ($10^{-14} \text{ erg s}^{-1} \text{ cm}^{-2} = 10^{-17} \text{ W m}^{-2}$)

Tabelle D.11: Äquivalentbreiten der stellaren Absorptionslinien in NGC 3227

Aper.	SiI	Mg/Al	NaI	CaI
["]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]
1.40	1.25 ± 0.36	0.92 ± 0.49	2.82 ± 0.50	0.99 ± 0.52
1.80	1.22 ± 0.33	0.97 ± 0.47	2.90 ± 0.48	1.11 ± 0.49
2.00	1.31 ± 0.25	1.01 ± 0.47	2.99 ± 0.48	1.19 ± 0.39
2.20	1.29 ± 0.22	1.04 ± 0.55	3.06 ± 0.56	1.22 ± 0.45
3.00	1.24 ± 0.16	1.12 ± 0.48	3.24 ± 0.50	1.32 ± 0.41
3.60	1.23 ± 0.16	1.15 ± 0.41	3.27 ± 0.42	1.35 ± 0.40
4.60	1.20 ± 0.20	1.13 ± 0.45	3.17 ± 0.46	1.40 ± 0.38
5.40	1.14 ± 0.21	1.08 ± 0.49	3.12 ± 0.51	1.36 ± 0.41
6.00	1.06 ± 0.22	1.07 ± 0.52	3.10 ± 0.53	1.29 ± 0.44

Äquivalentbreiten der stellaren Absorptionslinien gemessen auf dem Kern von NGC 3227 im verschiedenen Aperturen. Der Fehler wurde aus dem Fehler der Linienflüsse und dem Fehler des jeweiligen benachbarten Kontinuums ermittelt.

Tabelle D.12: Äquivalentbreiten der ^{12}CO -Bandenköpfe im H-Band in NGC 3227

Aper.	CO 6-3	CO 7-4	CO 8-5	CO 9-6	CO 10-7
["]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]
1.40	1.87 ± 0.20	0.95 ± 0.28	1.09 ± 0.28	1.10 ± 0.28	1.25 ± 0.48
1.80	1.89 ± 0.19	0.99 ± 0.24	1.11 ± 0.21	1.06 ± 0.37	1.26 ± 0.40
2.00	1.90 ± 0.18	1.01 ± 0.23	1.13 ± 0.20	1.03 ± 0.34	1.24 ± 0.36
2.20	1.90 ± 0.24	1.03 ± 0.29	1.16 ± 0.20	1.03 ± 0.33	1.24 ± 0.34
3.00	1.91 ± 0.19	1.11 ± 0.17	1.18 ± 0.17	1.03 ± 0.25	1.26 ± 0.22
3.60	1.88 ± 0.13	1.13 ± 0.12	1.20 ± 0.09	1.02 ± 0.19	1.28 ± 0.19
4.60	1.79 ± 0.33	1.03 ± 0.50	1.14 ± 0.34	0.96 ± 0.61	1.29 ± 0.35
5.40	1.59 ± 0.33	0.93 ± 0.49	1.02 ± 0.34	0.84 ± 0.61	1.31 ± 0.34
6.00	1.41 ± 0.34	0.81 ± 0.51	0.92 ± 0.35	0.74 ± 0.59	1.26 ± 0.35

Äquivalentbreiten der ^{12}CO -Bandenköpfe im H-Band gemessen auf dem Kern von NGC 3227 im verschiedenen Aperturen. Der Fehler wurde aus dem Fehler der Linienflüsse und dem Fehler des jeweiligen benachbarten Kontinuums ermittelt.

Tabelle D.13: Äquivalentbreiten der ^{12}CO -Bandenköpfe im K-Band in NGC 3227

Aper.	^{12}CO (2-0)	^{12}CO (3-1)	^{12}CO (4-2)	^{12}CO (5-3)	^{12}CO	CO
["]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]	[Å]
1.40	6.77 ± 0.75	4.70 ± 0.64	5.64 ± 0.75	8.46 ± 1.63	25.14 ± 12.45	48.39 ± 71.86
1.80	7.07 ± 0.87	5.00 ± 0.62	5.81 ± 0.94	8.31 ± 2.04	25.74 ± 16.03	48.54 ± 88.60
2.00	7.24 ± 0.76	5.17 ± 0.54	5.93 ± 0.82	8.29 ± 1.74	26.14 ± 13.94	48.54 ± 77.90
2.20	7.42 ± 0.72	5.34 ± 0.46	6.07 ± 0.59	8.41 ± 1.29	26.74 ± 11.27	49.28 ± 54.99
3.00	7.79 ± 0.68	5.74 ± 0.45	6.38 ± 0.53	8.71 ± 1.23	28.09 ± 9.94	51.07 ± 50.67
3.60	7.91 ± 0.86	5.93 ± 0.49	6.48 ± 0.60	8.75 ± 1.25	28.53 ± 12.13	51.53 ± 58.71
4.60	8.02 ± 1.04	5.89 ± 0.71	6.23 ± 1.02	8.31 ± 1.64	27.94 ± 17.88	48.49 ± 87.28
5.40	7.71 ± 1.05	5.58 ± 0.72	5.63 ± 1.02	7.31 ± 1.60	25.74 ± 18.32	41.90 ± 83.36
6.00	7.29 ± 1.08	5.36 ± 0.72	5.41 ± 1.00	6.83 ± 1.55	24.47 ± 18.22	38.62 ± 80.21

Äquivalentbreiten der ^{12}CO -Bandenköpfe im K-Band gemessen auf dem Kern von NGC 3227 im verschiedenen Aperturen. Der Fehler wurde aus dem Fehler der Linienflüsse und dem Fehler des jeweiligen benachbarten Kontinuums ermittelt.

Tabelle D.14: Verhältnisse der diagnostischen stellaren Absorptionslinien in NGC 3227

Aper.	$\frac{CO6-3}{SiI}$	$\frac{CO6-3}{CO2-0}$	$\log(\frac{CO6-3}{SiI})$	$\log(\frac{CO6-3}{CO2-0})$
["]				
1.40	1.50 ± 0.46	0.55 ± 0.09	0.17 ± 0.13	-0.26 ± 0.07
1.80	1.55 ± 0.44	0.53 ± 0.09	0.19 ± 0.12	-0.27 ± 0.07
2.00	1.45 ± 0.31	0.52 ± 0.07	0.16 ± 0.09	-0.28 ± 0.06
2.20	1.47 ± 0.31	0.51 ± 0.08	0.17 ± 0.09	-0.29 ± 0.07
3.00	1.54 ± 0.25	0.49 ± 0.06	0.19 ± 0.07	-0.31 ± 0.06
3.60	1.53 ± 0.23	0.48 ± 0.06	0.18 ± 0.07	-0.32 ± 0.06
4.60	1.49 ± 0.38	0.45 ± 0.10	0.17 ± 0.11	-0.35 ± 0.10
5.40	1.39 ± 0.38	0.41 ± 0.10	0.14 ± 0.12	-0.38 ± 0.11
6.00	1.33 ± 0.42	0.39 ± 0.11	0.12 ± 0.14	-0.41 ± 0.12

Die Äquivalentbreiten von CO 2-0 wurden für die kleinere Bandbreite laut Definition korrigiert (s. Text).

D.3.3 Die H₂-Emissionslinien in NGC 3227

Tabelle D.15: Flüsse der H₂-Linien in NGC 3227

Aper.	H ₂ S(3) [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	H ₂ S(2) [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	H ₂ 2-1 S(3) [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	H ₂ S(1) [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	H ₂ S(0) [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	H ₂ 2-1 S(1) [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]	H ₂ Q(1) [10 ⁻¹⁷ W m ⁻²]
1.40	1.11 ± 0.06	0.53 ± 0.07	0.11 ± 0.07	0.91 ± 0.09	0.15 ± 0.07	0.13 ± 0.07	0.56 ± 0.22
1.80	1.64 ± 0.11	0.78 ± 0.10	0.17 ± 0.10	1.37 ± 0.13	0.23 ± 0.06	0.20 ± 0.09	0.87 ± 0.31
2.00	1.94 ± 0.09	0.91 ± 0.11	0.20 ± 0.11	1.62 ± 0.12	0.29 ± 0.07	0.23 ± 0.09	1.06 ± 0.35
2.20	2.19 ± 0.09	1.02 ± 0.12	0.23 ± 0.12	1.83 ± 0.17	0.33 ± 0.12	0.27 ± 0.09	1.20 ± 0.23
3.00	2.91 ± 0.11	1.30 ± 0.16	0.30 ± 0.16	2.40 ± 0.19	0.44 ± 0.09	0.36 ± 0.13	1.55 ± 0.46
3.60	3.34 ± 0.16	1.41 ± 0.16	0.32 ± 0.16	2.70 ± 0.13	0.48 ± 0.09	0.43 ± 0.10	1.77 ± 0.28
4.60	3.94 ± 0.12	1.47 ± 0.17	0.34 ± 0.17	3.02 ± 0.17	0.52 ± 0.11	0.49 ± 0.15	2.12 ± 0.15
5.40	4.30 ± 0.14	1.44 ± 0.19	0.32 ± 0.19	3.14 ± 0.18	0.54 ± 0.13	0.54 ± 0.17	2.53 ± 0.17
6.00	4.54 ± 0.15	1.40 ± 0.20	0.32 ± 0.20	3.15 ± 0.20	0.50 ± 0.14	0.57 ± 0.18	2.70 ± 0.18

Flüsse der H₂-Linien gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Der angegebene Fehler beinhaltet den 3 σ -Fehler innerhalb einer Apertur in der Linienkarte sowie die Unsicherheiten aus der Wahl der Basislinie für das Kontinuum. Der gesamte absolute Fehler ist größer, da noch die Kalibrationsunsicherheiten hinzu kommen. Die räumliche Auflösung im H-Band beträgt 1.6'', im K-Band 1.3''. (10⁻¹⁴ erg s⁻¹ cm⁻² = 10⁻¹⁷ W m⁻²)

Tabelle D.16: Äquivalentbreiten der H₂-Linien in NGC 3227

Aper. ["]	H ₂ S(3) [Å]	H ₂ S(2) [Å]	H ₂ 2-1 S(3) [Å]	H ₂ S(1) [Å]	H ₂ S(0) [Å]	H ₂ 2-1 S(1) [Å]	H ₂ Q(1) [Å]
1.40	3.42 ± 0.20	2.91 ± 0.39	0.63 ± 0.40	4.99 ± 0.50	0.83 ± 0.39	0.71 ± 0.38	3.19 ± 5.40
1.80	3.49 ± 0.25	3.01 ± 0.39	0.67 ± 0.39	5.28 ± 0.52	0.92 ± 0.24	0.79 ± 0.36	3.54 ± 5.49
2.00	3.55 ± 0.18	3.06 ± 0.38	0.67 ± 0.37	5.42 ± 0.42	0.98 ± 0.24	0.81 ± 0.32	3.74 ± 5.69
2.20	3.60 ± 0.17	3.09 ± 0.37	0.69 ± 0.36	5.51 ± 0.53	1.03 ± 0.38	0.84 ± 0.28	3.83 ± 3.26
3.00	3.74 ± 0.17	3.12 ± 0.39	0.71 ± 0.38	5.74 ± 0.47	1.10 ± 0.23	0.90 ± 0.33	3.98 ± 5.09
3.60	3.83 ± 0.19	3.04 ± 0.35	0.68 ± 0.34	5.82 ± 0.29	1.09 ± 0.20	0.97 ± 0.23	4.10 ± 2.67
4.60	3.99 ± 0.12	2.81 ± 0.33	0.64 ± 0.32	5.82 ± 0.33	1.06 ± 0.22	0.99 ± 0.30	4.40 ± 1.35
5.40	4.07 ± 0.13	2.60 ± 0.34	0.57 ± 0.34	5.71 ± 0.33	1.02 ± 0.25	1.03 ± 0.32	4.93 ± 1.55
6.00	4.16 ± 0.14	2.45 ± 0.35	0.55 ± 0.34	5.58 ± 0.36	0.93 ± 0.26	1.06 ± 0.33	5.13 ± 1.62

Äquivalentbreiten der Emissionslinien der BLR, CLR und NLR gemessen auf dem Kern von NGC 3227 in verschiedenen Aperturen. Der Fehler wurde aus dem Fehler der Linienflüsse und dem Fehler des jeweiligen benachbarten Kontinuums ermittelt.

Tabelle D.17: Verhältnisse der H₂-Linien in NGC 3227

Aper.	H ₂ S(3)	H ₂ S(2)	H ₂ 2-1 S(3)	H ₂ S(1)	H ₂ S(0)	H ₂ 2-1 S(1)	H ₂ Q(1)
1.40	1.22 ± 0.14	0.58 ± 0.10	0.13 ± 0.08	1.00 ± 0.14	0.16 ± 0.08	0.14 ± 0.08	0.61 ± 0.25
1.80	1.19 ± 0.14	0.56 ± 0.09	0.13 ± 0.08	1.00 ± 0.13	0.17 ± 0.05	0.14 ± 0.06	0.63 ± 0.23
2.00	1.19 ± 0.10	0.56 ± 0.08	0.12 ± 0.07	1.00 ± 0.10	0.18 ± 0.05	0.14 ± 0.06	0.65 ± 0.22
2.20	1.19 ± 0.12	0.56 ± 0.08	0.13 ± 0.07	1.00 ± 0.13	0.18 ± 0.07	0.15 ± 0.05	0.65 ± 0.14
3.00	1.21 ± 0.11	0.54 ± 0.08	0.12 ± 0.06	1.00 ± 0.11	0.18 ± 0.04	0.15 ± 0.06	0.65 ± 0.20
3.60	1.24 ± 0.08	0.52 ± 0.06	0.12 ± 0.06	1.00 ± 0.07	0.18 ± 0.03	0.16 ± 0.04	0.65 ± 0.11
4.60	1.31 ± 0.08	0.49 ± 0.06	0.11 ± 0.06	1.00 ± 0.08	0.17 ± 0.04	0.16 ± 0.05	0.70 ± 0.06
5.40	1.37 ± 0.09	0.46 ± 0.07	0.10 ± 0.06	1.00 ± 0.08	0.17 ± 0.04	0.17 ± 0.05	0.80 ± 0.07
6.00	1.44 ± 0.10	0.44 ± 0.07	0.10 ± 0.06	1.00 ± 0.09	0.16 ± 0.05	0.18 ± 0.06	0.86 ± 0.08

Verhältnisse der H₂-Linien im Kern von NGC 3227 ermittelt in verschiedenen Aperturen. Der Fehler ergibt sich aus den Fehler der beiden Linien.

Anhang E

Zusätzliche Abbildungen zu NGC 3227

E.1 Die Kanalkarten der mm-Linien

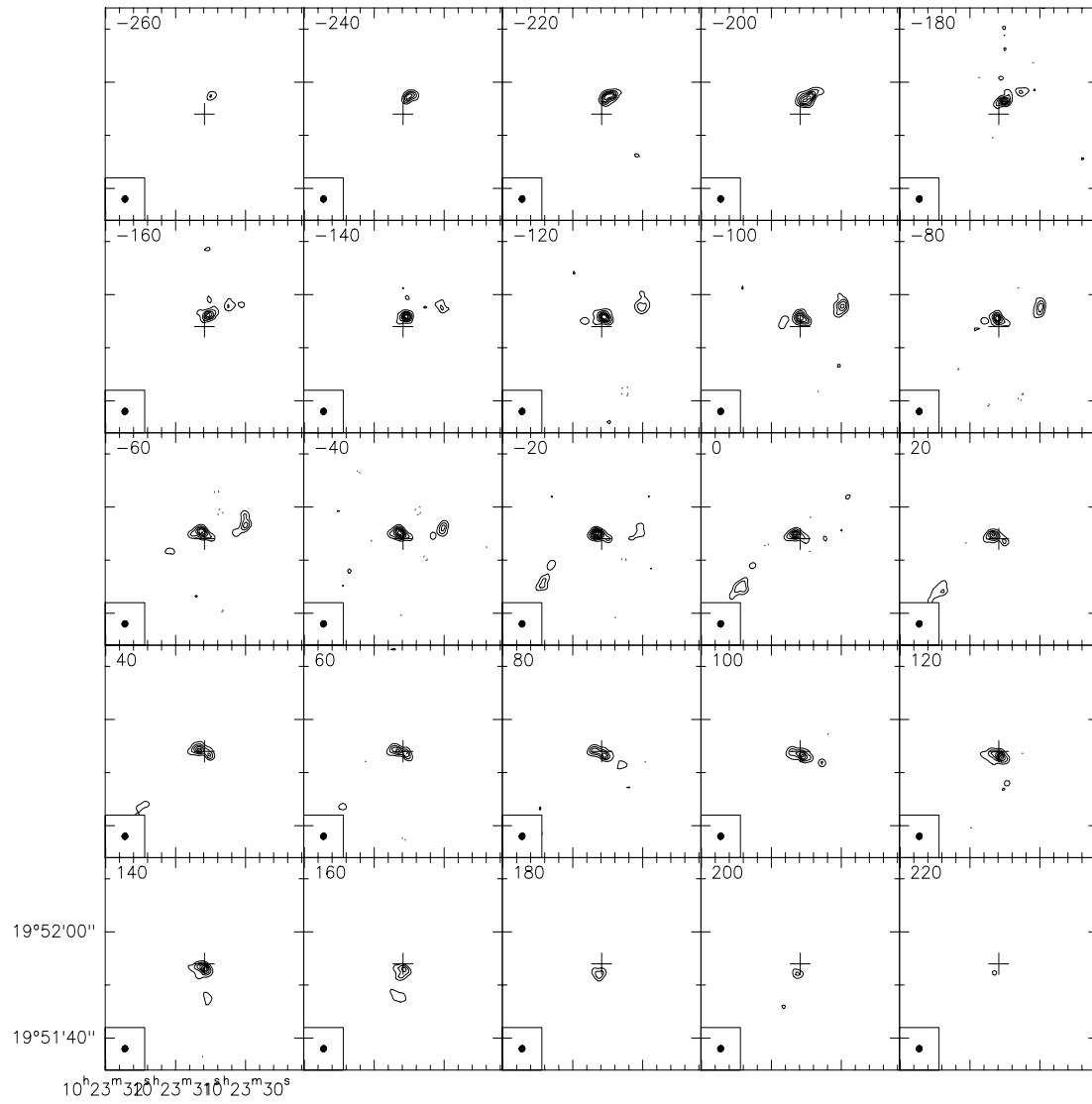


Abbildung E.1: Die Kanalkarten der ^{12}CO (1-0)-Linienemission mit einer räumlichen Auflösung von $1.2''$ und einer spektralen von 20 km/s . Die Konturen sind in Schritten von 20 mJy/beam .

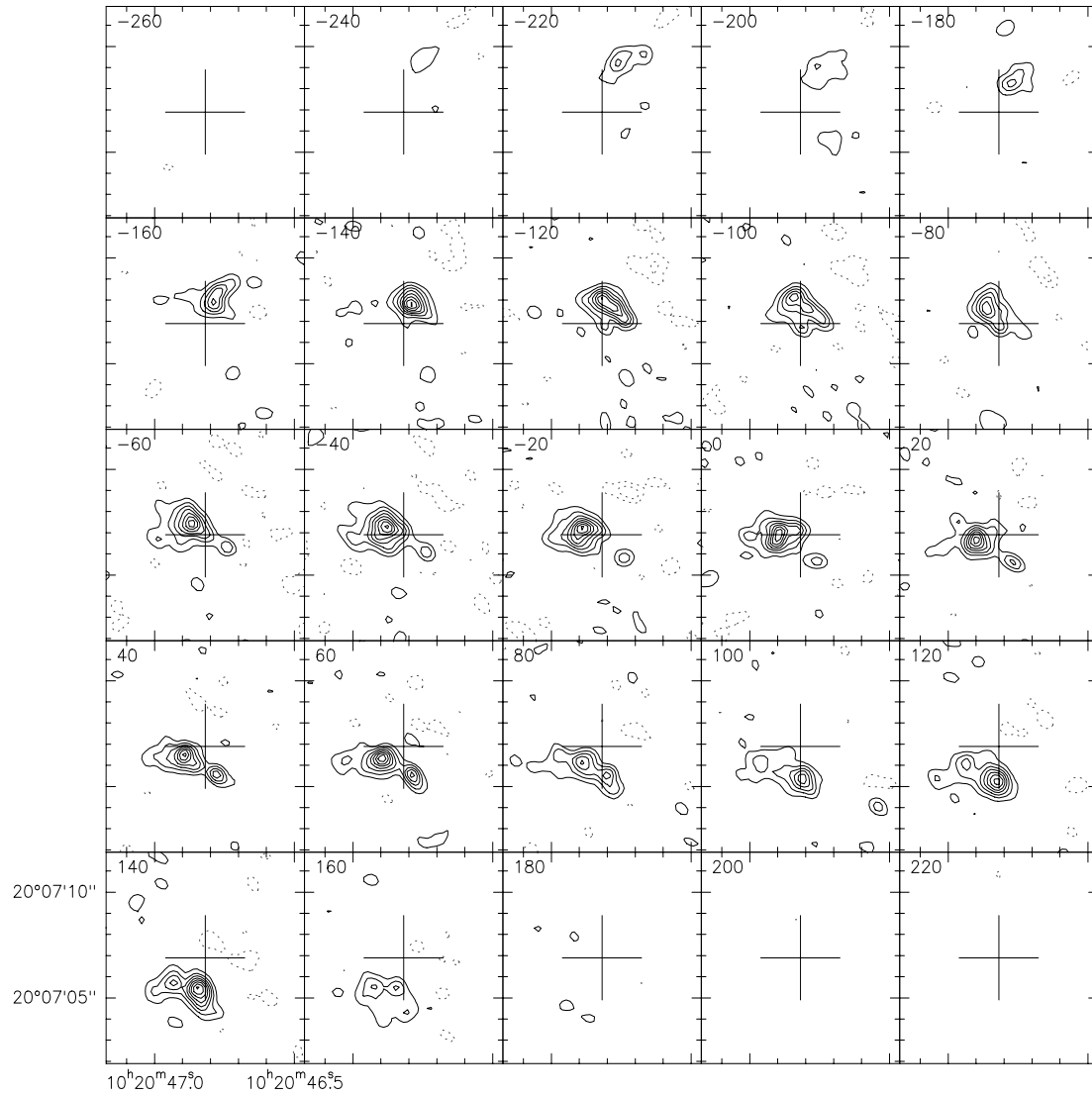


Abbildung E.2: Die Kanalkarten der ^{12}CO (2-1)-Linienemission mit einer räumlichen Auflösung von $0.6''$ und einer spektralen von $\Delta 20 \text{ km/s}$. Die Konturen sind in Schritten von 10 mJy/beam .

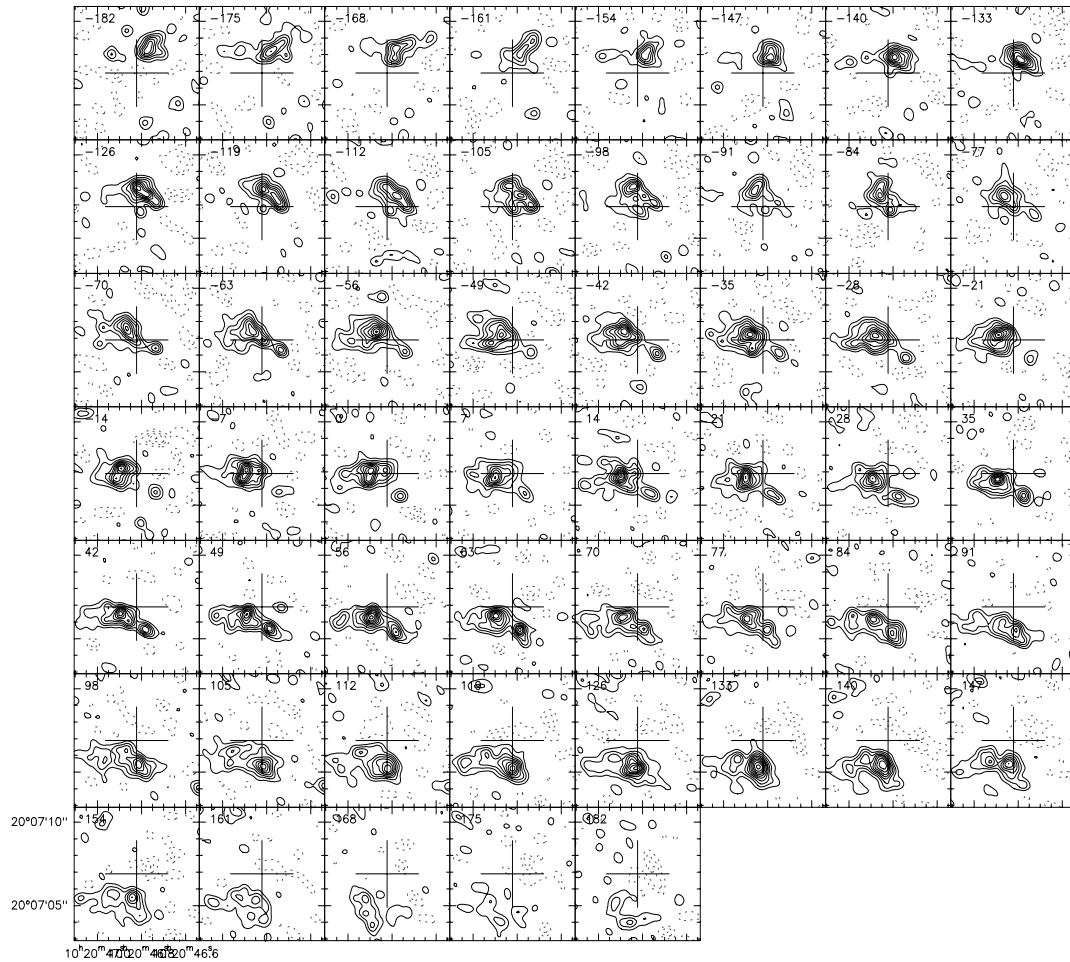


Abbildung E.3: Die Kanalkarten der ^{12}CO (2-1)-Linienemission mit einer räumlichen Auflösung von $0.6''$ und einer spektralen von 7 km/s . Die Konturen sind in Schritten von 10 mJy/beam .

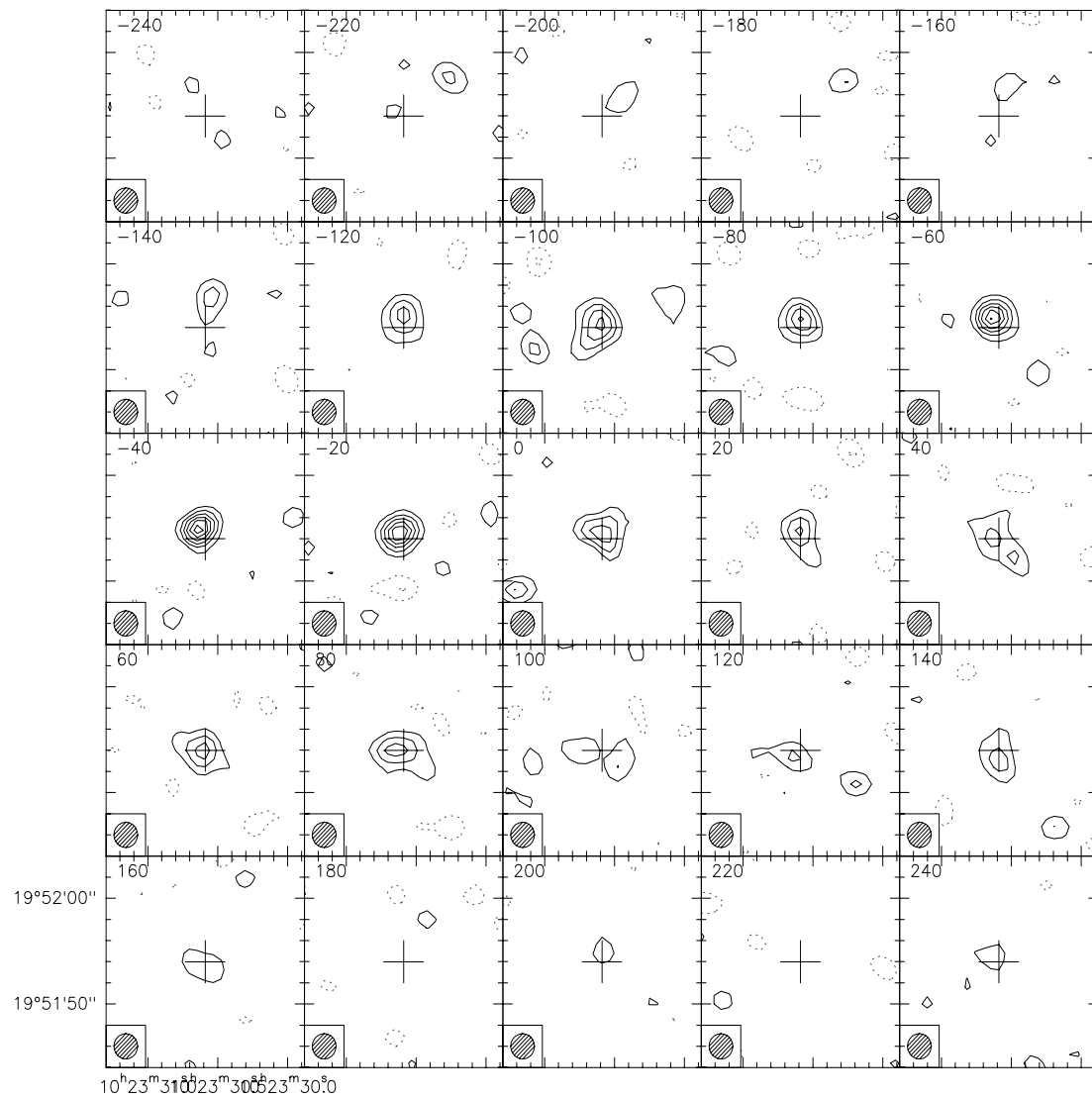


Abbildung E.4: Die Kanalkarten der HCN (1-0)-Linienemission mit einer räumlichen Auflösung von 2.4" und einer spektralen von 40 km/s. Die Konturen sind in Schritten von 2mJy/beam.

E.2 Abbildungen zu 3DRings für NGC 3227

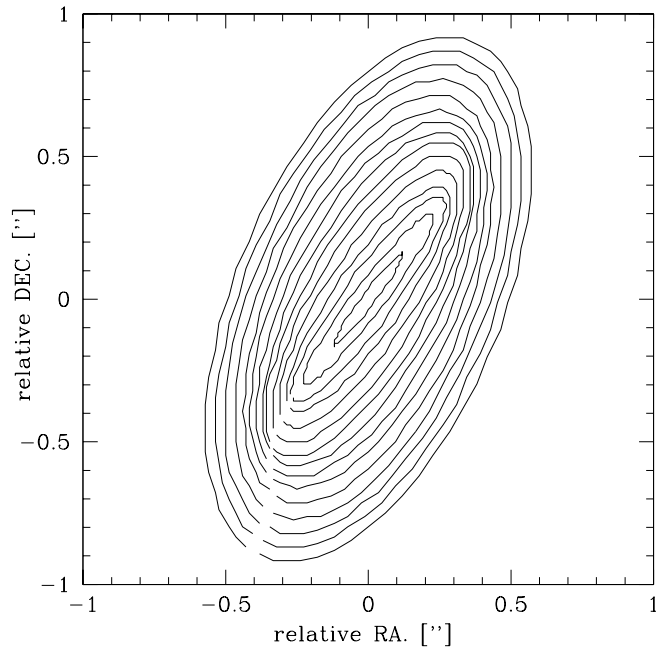


Abbildung E.5: Einige Bahnen des Balken-Modells für NGC 3227 in den inneren 2'' in der Ebene der Galaxie (Inklination $i = 0^\circ$).

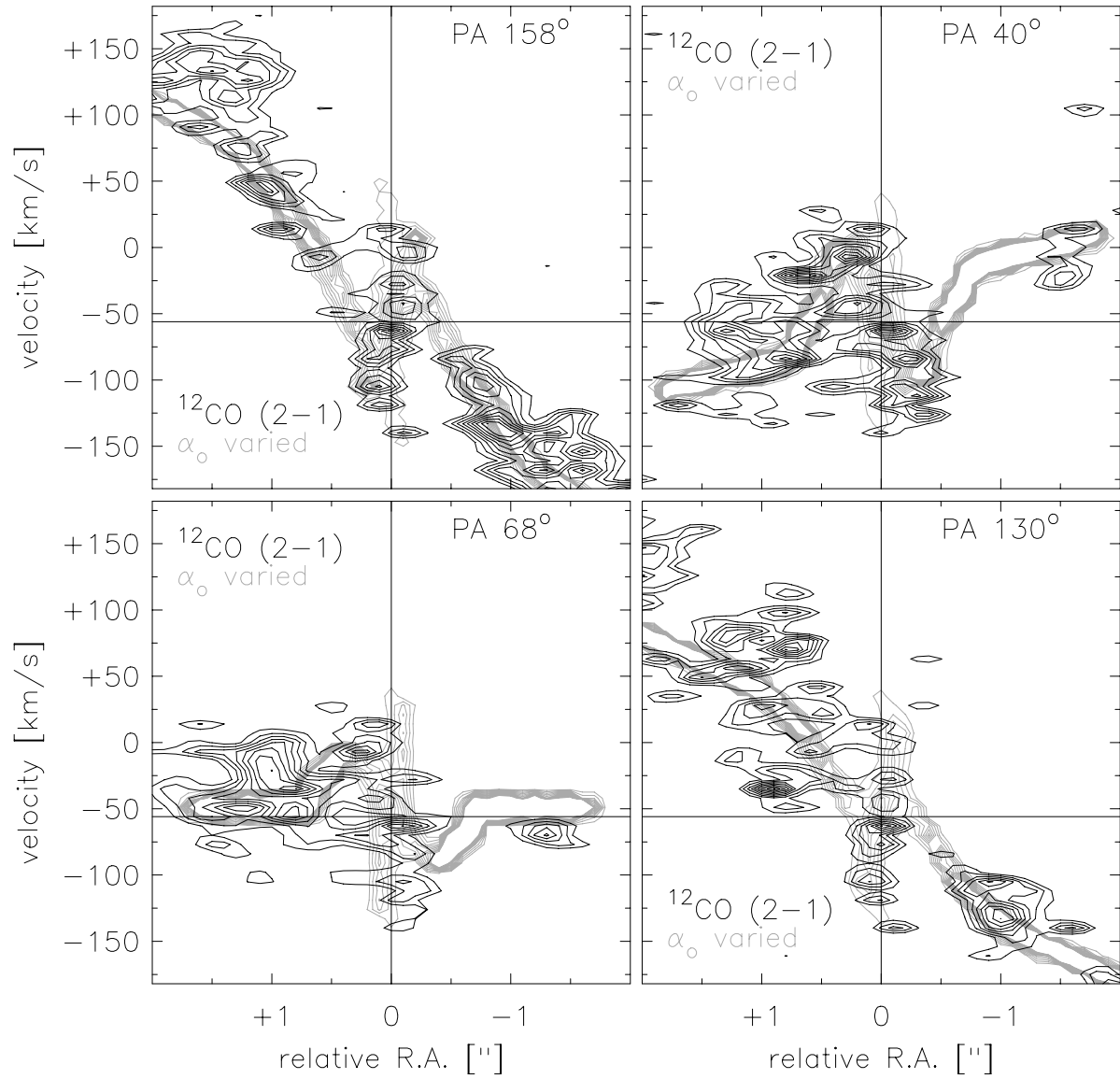


Abbildung E.6: pv-Diagramme für den Warp-Ansatz in NGC 3227. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde α_0 um 20° erhöht. Dies entspricht der oberen Grenze, die noch eine befriedigende Anpassung erlaubt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

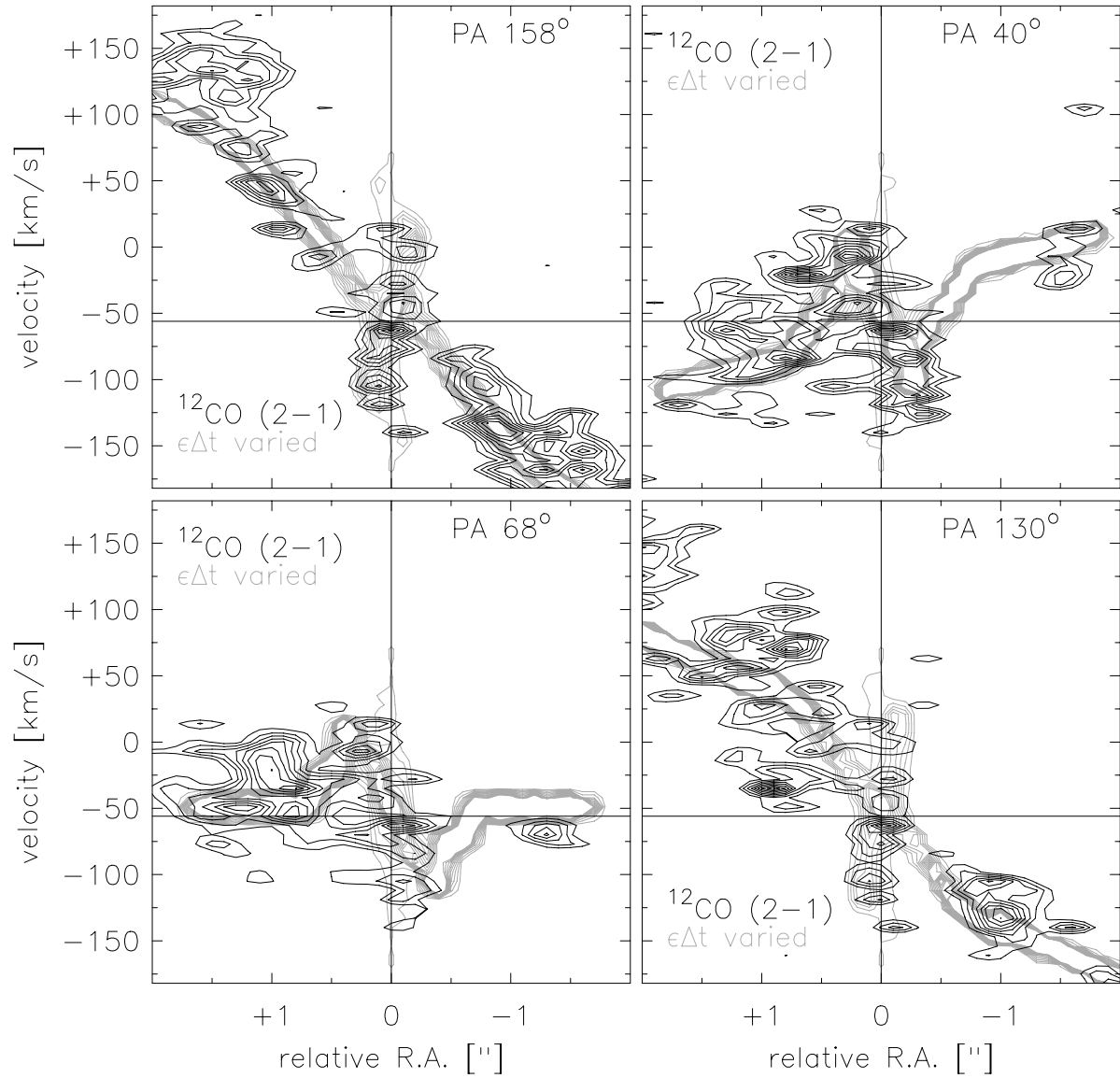


Abbildung E.7: pv-Diagramme für den Warp-Ansatz in NGC 3227. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde $\epsilon\Delta t$ um 0.01 erniedrigt. Dies entspricht der unteren Grenze, die noch eine befriedigende Anpassung erlaubt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

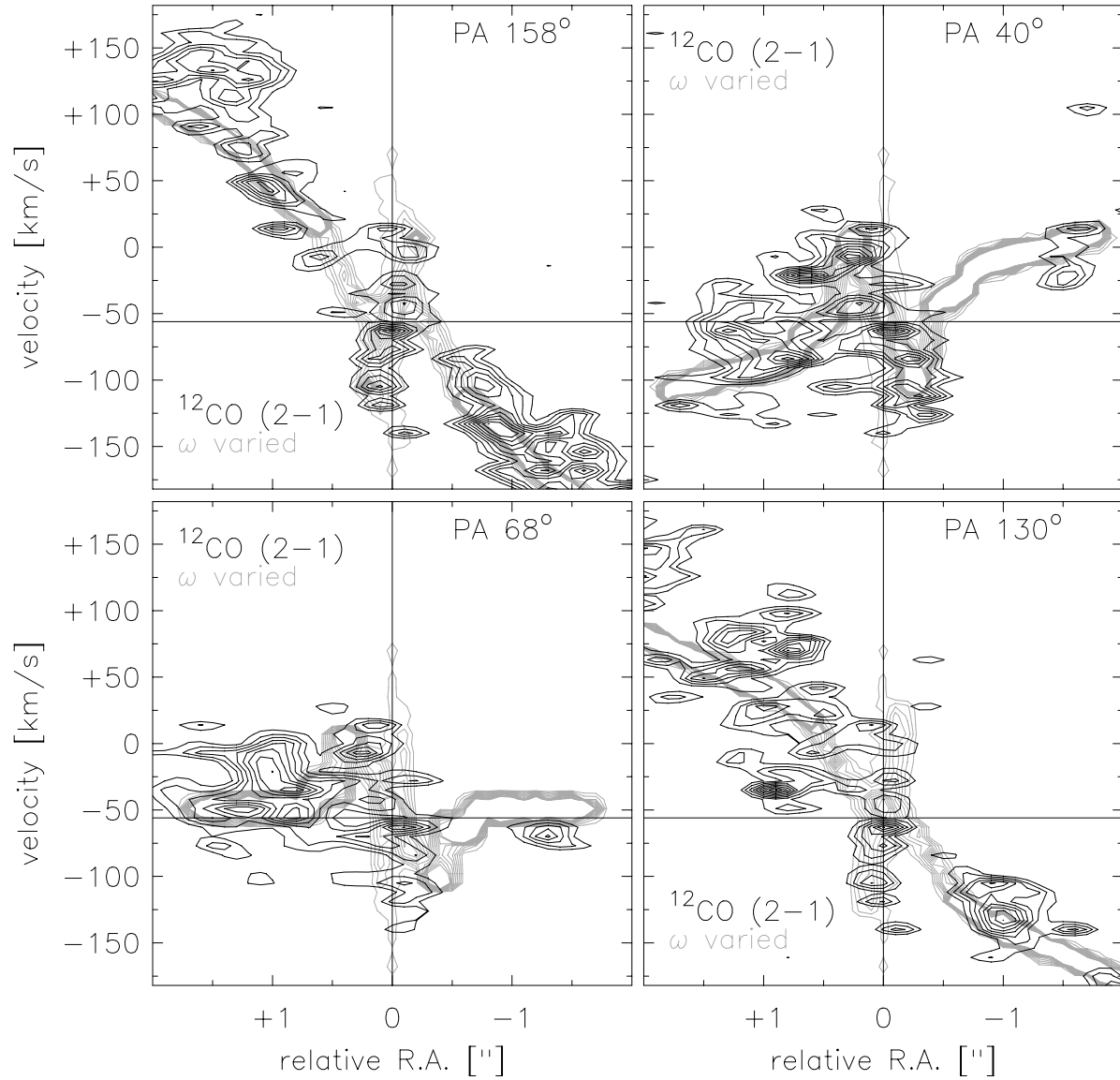


Abbildung E.8: pv-Diagramme für den Warp-Ansatz in NGC 3227. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde $\omega(r)$ bei einem Radius von $0.6''$ um 15° erniedrigt. Dies entspricht der unteren Grenze, die noch eine befriedigende Anpassung erlaubt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

Anhang F

NGC 3227 in der Galaxiengruppe LGG 194

F.1 Die Entfernung von NGC 3227

NGC 3227 ist Mitglied der Gruppe LGG 194 (Abb. F.1; Garcia 1993; LGG = Lyon Group of Galaxies catalog) um die Galaxie NGC 3190. Daher liegt NGC 3227 bei einer mittleren Gruppenentfernung von 17.3 Mpc und nicht 1.7 Mpc näher wie man es aus den rotverschobenen Linien ableiten würde. Dies wird durch die Beobachtungen der Supernova SN 1983U (Barbon et al. 1989) bestätigt. Der Unterschied in den Entfernungsbestimmungen ist auf die pekuläre Geschwindigkeit von NGC 3227 innerhalb der LGG 194 Gruppe zurückzuführen. Diese von mir neu durchgeführte Entfernungsbestimmung wird im Folgenden näher erläutert.

Die Gruppe LGG 194: Um die Entfernung von NGC 3227 bestimmen zu können, ist es wichtig zu wissen, ob die spektrale Rotverschiebung nur auf der kosmologischen Expansion beruht oder auch noch einen Anteil an intrinsischer Bewegung besitzt. Dieser Anteil kann bei einer so nahen Galaxie im Vergleich zu weiter entfernten Objekten relativ groß sein. NGC 3227 wurde schon 1975 von de Vaucouleurs als Mitglied einer Galaxiengruppe um NGC 3190 identifiziert. Dabei definierte er eine Gruppe als eine erhöhte Anzahldichte von Galaxien am Himmel im Vergleich zu dem umgebenden Himmelsfeld. Zusätzlich sollten die Gruppenmitglieder allgemeine Ähnlichkeiten in der Morphologie, der scheinbaren Magnitude und dem Durchmesser aufweisen. NGC 3227 ist unter den fünf hellsten, aufgeführten Mitgliedern der von de Vaucouleurs eingeführten Gruppe G47 (de Vaucouleurs 1975 und s. Tab. F.1). Die Entfernung dieser Gruppe wurde z. B. aus der Leuchtkraftklasse und anderen sekundären Entfernungsmoduli, wie B-Magnituden und Durchmesser, bestimmt. Die mittlere heliozentrische Geschwindigkeit der Gruppe beträgt 1295 km/s. Die Anzahl der Gruppenmitglieder wurde von Garcia (1993) auf 13 plus 3 eventuelle Mitglieder erhöht (LGG 194 in Garcia, 1993, entspricht G47 in de Vaucouleurs, 1975). In einer umfassenden Studie hat Garcia (1993) die Gruppenzugehörigkeiten von nahen Galaxien mit zwei verschiedenen 3-dimensionalen Methoden unter Verwendung von LEDA (Lyon-Meudon Extragalactic Database) untersucht. Die scheinbare Magnitude betrug $B_0=14.0^{mag}$ als Grenzwert. Die für diese Galaxien aus der HI-Linie abgeleitete mittlere heliozentrische

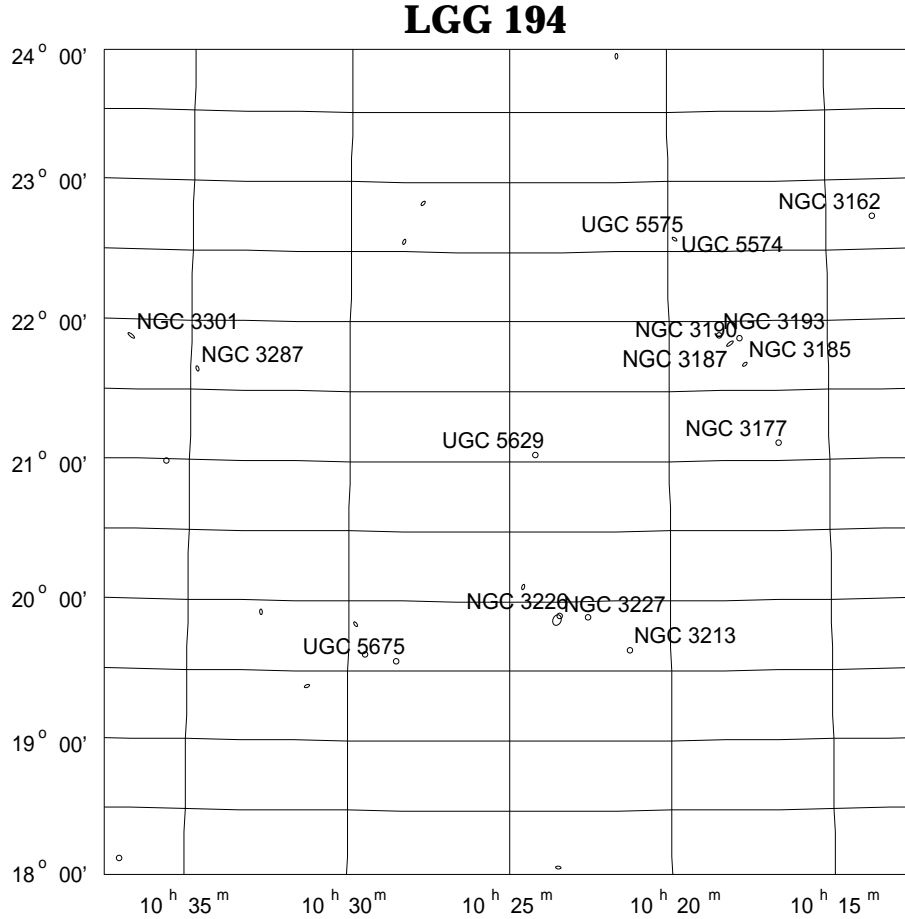


Abbildung F.1: NGC 3227 in ihrer Gruppe LGG 194. Es sind die Mitglieder der Gruppe LGG 194 (Garcia 1993) in ihren Positionen am Himmel gezeigt. NGC 3227/6 befindet sich in der unteren Mitte des gezeigten Himmelsausschnitts.

Geschwindigkeit beträgt (1303 ± 125) km/s, wobei für die beiden elliptischen Mitglieder jeweils die Geschwindigkeiten von LEDA gewählt wurden. Damit ist die Geschwindigkeit von NGC 3227 um etwa 150 km/s kleiner als die mittlere Haufengeschwindigkeit.

Nun muß man abschätzen, wie groß dabei ein möglicher kosmologischer Anteil sein kann, der sich aufgrund des großen Haufendurchmessers ergibt. Der Durchmesser am Himmel beträgt im Deklination etwa 3° in Rektaszension $3^\circ - 6^\circ$ abhängig davon, ob man die Gruppenmitglieder, welche nur mit Hilfe einer Methode gefunden wurden, hinzunimmt. Bei einer angenommenen Entfernung des Haufens von 17.3 Mpc ($v_{helio} = 1300$ km/s, $H_0 = 75$ km/s Mpc $^{-1}$) entspricht dies einem radialen Abstand von 0.5 Mpc - 0.9 Mpc. Dies läßt sich in eine kosmologische Geschwindigkeitsdifferenz von $\Delta v = (34 - 68)$ km/s umrechnen, was deutlich geringer ist, als die beobachtete Differenz von 150 km/s. Daraus kann man schliessen, daß NGC 3227 eine Eigenbewegung von etwa (100 - 200) km/s relativ zum Haufen LGG 194 besitzt.

Hinweise aus der Supernova SN 1983 U: Eine weitere Bestätigung für die größere

Entfernung von NGC 3227 liefern die Beobachtungen der Supernova SN 1983U (Pronik 1983) im November 1983, die 18.8" westlich und 1.5" nördlich des Kerns von NGC 3227 (Massone 1983, Wood 1983) entdeckt wurde. De Robertis & Pinto (1985) fanden in der Analyse ihrer Breitband- und spektralen Daten eine große Ähnlichkeit zu anderen Typ I Supernovae. Eine genaue Analyse von Barbon et al. (1989), die ebenfalls optische Breitband- und spektrale Daten verwendete, zeigte, daß SN 1983U vom Typ Ia ist und in ihren spektralen Eigenschaften sowie deren Entwicklung entsprechend den Erwartungen für diesen Typ verläuft. Das aus der Analyse der Lichtkurve abgeleitete Maximum kann für diese Supernova vom Typ Ia nur mit der größeren Haufenentfernung eine absolute Magnitude ergeben, die man mit anderen Beobachtungen solcher Supernovae in Übereinstimmung bringen kann.

Auswirkungen auf die Bewegung von NGC 3227: Mit dieser neuen Entfernungsbestimmung läßt sich auch die Differenz von etwa 200 km/s zu NGC 3226, mit der NGC 3227 wechselwirkt, folgendermassen interpretieren: Keel (1996) schloß aus einer optischen Aufnahme und der Geschwindigkeitsdifferenz auf ein eng wechselwirkendes Galaxienpaar. Dabei findet man für den projizierten Abstand der beiden Galaxienkerne zueinander einen Wert von etwa 130" oder 11.1 kpc. Diese enge Wechselwirkung würde bedeuten, daß sich NGC 3227 auf den Beobachter zu bewegt, während NGC 3226 sich hauptsächlich senkrecht zur Sichtlinie bewegt, da ihre systematische Geschwindigkeit ($v_{sys}=1325$ km/s, LEDA; s. Tab. F.1) nur wenige km/s über der mittleren Haufengeschwindigkeit liegt.

F.2 Systemgeschwindigkeiten der LGG 194-Mitglieder

Tabelle F.1: Eigenschaften der Galaxien-Gruppe LGG 194

Galaxie	v_{helio} [km/s]	Beobachtung	Referenz	Anmerk.
NGC 3162	1298	HI	1991 RC3	-90 km/s Korrektur zu V_{gal}
SAB(rs)bc	1456	optical lines	1991 RC3	
4.1	1456	optical lines	1956 AJ, 61, 97	
	1361		1975 de Vaucouleurs	
	1217	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1302	radio	1978 ApJ 223, 391	
	1290	radio	1979 A&A 75, 7	
	1456	optical	1956 AJ 61, 97	
	1302		1998 LEDA	
NGC 3185	1218		1992 ApJ, 399, 353	-94 km/s Korrektur zu V_{gal}
(R)SB(r)a	1230	HI	1991 RC3	
Sey 2	1239	optical lines	1991 RC3	
1.0	1241	optical lines	1956 AJ, 61, 97	
	1143	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1218	radio	1980 AJ 85, 1312	
	1241	optical	1956 AJ 61, 97	
	1228		1998 LEDA	
NGC 3190	1293		1992 ApJ, 399, 353	-94 km/s Korrektur zu V_{gal}
NGC 3189	1338	HI	1991 RC3	
SA(s)a pec	1289	optical lines	1991 RC3	
0.9	1319	optical	1956 AJ, 61, 97	
	1380	optical	1956 AJ, 61, 97	
	1255		1975 de Vaucouleurs	
	1246	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1319	optical	1956 AJ 61, 97	
	1380	optical	1956 AJ 61, 97	
	1314		1998 LEDA	
NGC 3193	1399		1997 A&AS 122, 521	-93 km/s Korrektur zu V_{gal}
E2	1379	optical lines	1991 RC3	
-4.7	1371	optical	1956 AJ, 61, 97	
	1273		1975 de Vaucouleurs	
	1292	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1371	optical	1956 AJ 61, 97	
	1398	optical	1980 85, 801	
	1300	optical	1931 ApJ 71 35	
	1379		1998 LEDA	
UGC 5629	1236		1990 ApJS, 92, 245	
Sm	1246	HI	1991 RC3	
8.8	1155	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1246		1998 LEDA	

Eigenschaften ... (Kont.)

Galaxie	v_{helio} [km/s]	Beobachtung	Referenz	Anmerk.
NGC 3177	1302	HI	1991 RC3	-97 km/s Korrektur zu V_{gal} SN 1947A
SAB(rs)b	1220	optical lines	1991 RC3	
3.0	1220	optical	1956 AJ, 61, 97	
	1210	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1299	radio	1980 AJ 85, 1312	
	1317	radio	1979 A&A 75, 7	
	1220	optical	1956 AJ 61, 97	
	1299		1998 LEDA	
NGC 3213	1347	HI	1991 RC3	
Sbc	1412	optical lines	1991 RC3	
4.0	1250	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1349		1998 LEDA	
NGC 3226	1151		1994 A&A 286, 389	-102 km/s Korrektur zu V_{gal} SN 1976K
E2 pec	1322	optical lines	1991 RC3	
-4.8	1338	optical	1956 AJ, 61, 97	
	1232		1975 de Vaucouleurs	
	1225	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1138	radio	1975 A&A 44, 479	
	1338	optical	1956 AJ 61, 97	
	1543	optical	1976 ApJ 208, 20	
	1349	optical	1968 ApJ 154, 431	
	1444	optical	1965 ApJ 142, 634	
	1325		1998 LEDA	
NGC 3227	1157	HI	1991 RC3	-102 km/s Korrektur zu V_{gal} SN 1983U
SAB(s) pec	1145	optical lines	1991 RC3	
Sey 1.2	1111	optical	1956 AJ, 61, 97	
1.5	1005		1975 de Vaucouleurs	
	1059	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1106	radio	1978 ApJ 224, 745	
	1152	radio	1979 A&A 75, 19	
	1284	radio	1978 ApJ 223, 391	
	1165	radio	1979 ApJS 40, 527	
	1199	radio	1973 MNRAS 165, 213	
	1260	radio	1971 A&A 10, 198	
	1080	optical	1979 Pub. Astr. Soc. Japan, 31, 647	
	1140	optical	1979 Pub. Astr. Soc. Japan, 31, 647	
	1010	optical	1965 Pub. Obs. Haute Provence, 8, N 1	
	1250	optical	1976 ApJ 208, 20	
	1150	optical	1931 ApJ 71 35	
	1111	optical	1956 AJ 61, 97	
	1175	optical	1968 ApJ 154, 431	
	1155		1998 LEDA	

Eigenschaften ... (Kont.)

Galaxie	v_{helio} [km/s]	Beobachtung	Referenz	Anmerk.
NGC 3187	1579		1992 ApJ 399, 353	-93 km/s Korrektur
SB(s)c pec	1578	HI	1991 RC3	zu V_{gal}
4.9	1583	optical lines	1991 RC3	
	1492	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	
	1589	optical	1967 AJ 72, 730	
	1576		1998 LEDA	
NGC 3287	1306	HI	1991 RC3	-90 km/s Korrektur
SB(s)d	1151	optical lines	1991 RC3	zu V_{gal}
7.4	1216	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	only hierachycal method
	1307	radio	1979 ApJS 40, 527	
	1305	radio	1980 AJ 85, 1312	
	959	optical	1976 AJ 81, 595	
	1302	optical	1978 AJ 83, 904	
	1304		1998 LEDA	
NGC 3301	1321	HI	1991 RC3	-88 km/s Korrektur
(R')SB(rs)0/a	1333	optical lines	1991 RC3	zu V_{gal}
-0.4	1333	optical	1956 AJ, 61, 97	
	1235	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	only hierachical method
	1333	optical	1956 AJ 61, 97	
	1334		1998 LEDA	
UGC 5675	1102		1990 ApJ, 72, 245	
Sm	1109	HI	1991 RC3	
8.6	1010	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	only percolation method
	1109		1998 LEDA	
CGCG	1079	HI	1991 RC3	
124-001	1085	optical lines	1991 RC3	
E/p	989	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	maybe member
-5.0	1084		1998 LEDA	
UGC 5574	1467	HI	1991 RC3	
Scd	1383	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	maybe member
5.9	1467		1998 LEDA	
UGC 5575	1461		1990 ApJS, 72, 245	
Im	1466	HI	1991 RC3	
10.0	1382	weighted mean	1993 A&AS, 100, 47	maybe member
	1466		1998 LEDA	

Referenzen zu Geschwindigkeiten von NED (NASA Extragalatic Database) und andere zu LGG 194 (enthält G47 von de Vaucouleurs (1975)). In Spalte (1) sind neben Name auch Klassifikation angegeben (die Zahlen sind entsprechend dem RC3 Katalog). Der weighted mean scheint in V_{gal} umgerechnet zu sein, iat laut Referenz aber in v_{helio} gegeben. Soweit bekannt wurden Supernovae und die Korrektur zwischen v_{helio} und V_{gal} angegeben.

Anhang G

Zusätzliche Abbildungen zu NGC 1068

G.1 Die Kanalkarten der mm- ^{12}CO -Linienemission

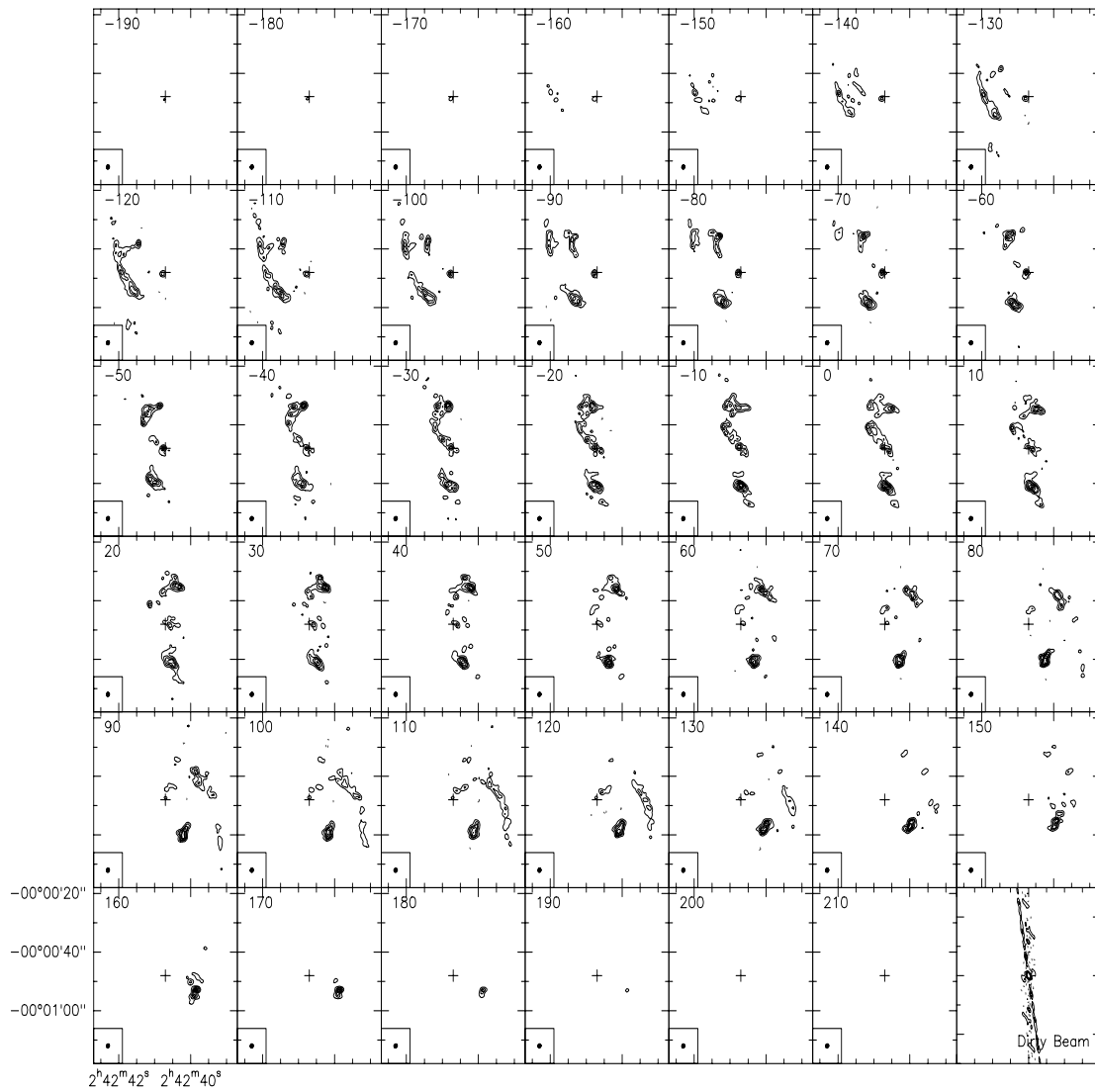


Abbildung G.1: Die Kanalkarten der ^{12}CO (1-0)-Linienemission in NGC 1068 mit einer räumlichen Auflösung von $1.4''$ und einer spektralen von 10 km/s. Die Konturen sind in Schritten von 30 mJy/beam.

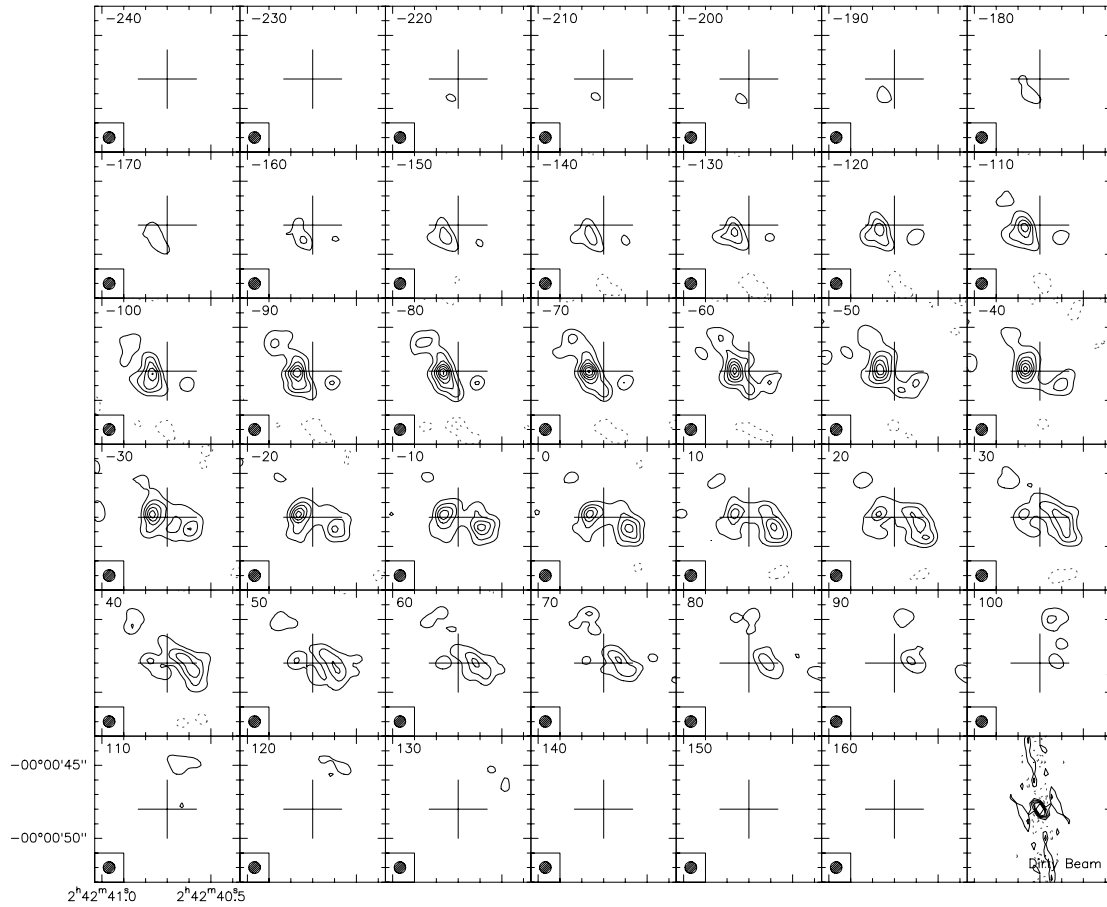


Abbildung G.2: Die Kanalkarten der ^{12}CO (2-1)-Linienemission in NGC 1068 mit einer räumlichen Auflösung von $0.8''$ und einer spektralen von 10 km/s . Die Konturen sind in Schritten von 50 mJy/beam .

G.2 Abbildungen zu 3DRings für NGC 1068

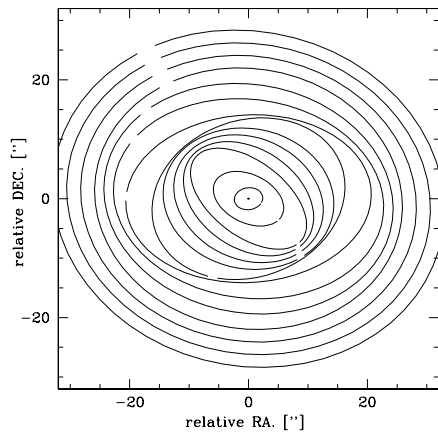


Abbildung G.3: Einige Bahnen des Balken-Modells für NGC 1068 in der inneren Bogenminute in der Ebene der Galaxie (Inklination $i = 0^\circ$).

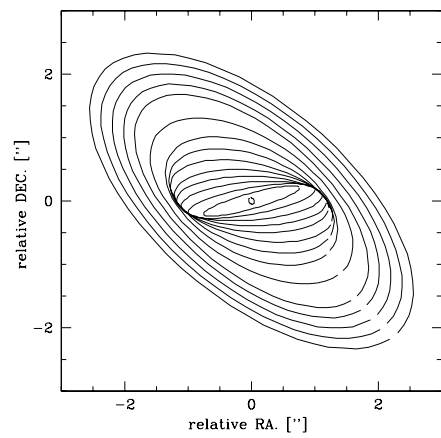


Abbildung G.4: Einige Bahnen des Balken-Modells für NGC 1068 in den inneren 6'' in der Ebene der Galaxie (Inklination $i = 0^\circ$).

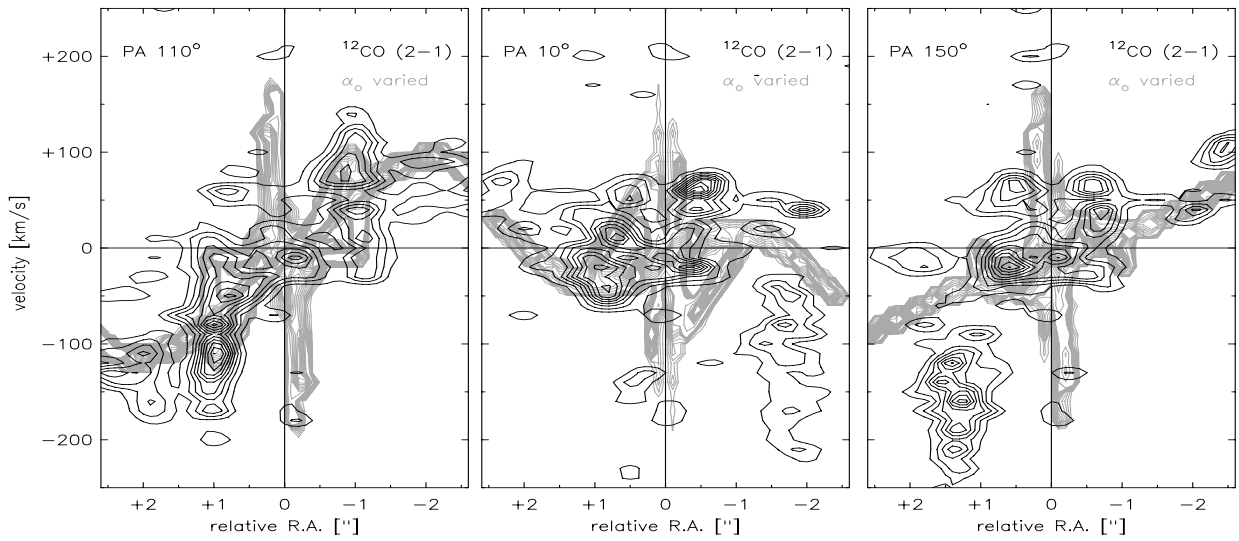


Abbildung G.5: pv-Diagramme für den Warp-Ansatz in NGC 1068. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde α_o um 15° erniedrigt. Dies entspricht der unteren Grenze, die noch eine befriedigende Anpassung der pv-Diagramme erlaubt, jedoch schon größere Abweichungen in der Geometrie der Intensitätskarte erzeugt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

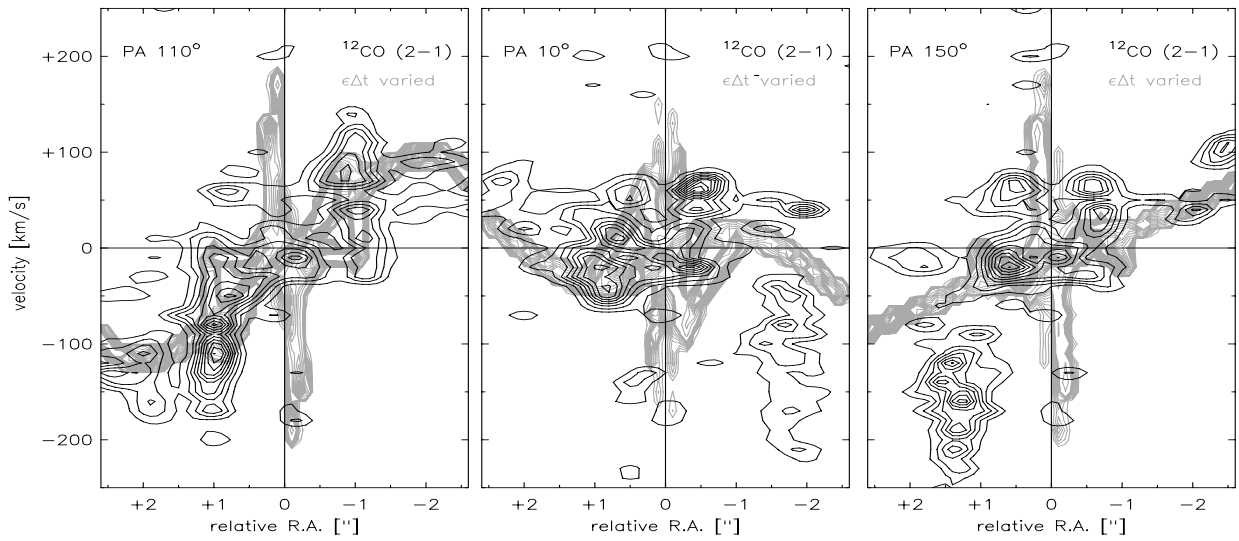


Abbildung G.6: pv-Diagramme für den Warp-Ansatz in NGC 1068. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde $\epsilon\Delta t$ um 0.015 erniedrigt. Dies entspricht der unteren Grenze, die noch eine befriedigende Anpassung der pv-Diagramme erlaubt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

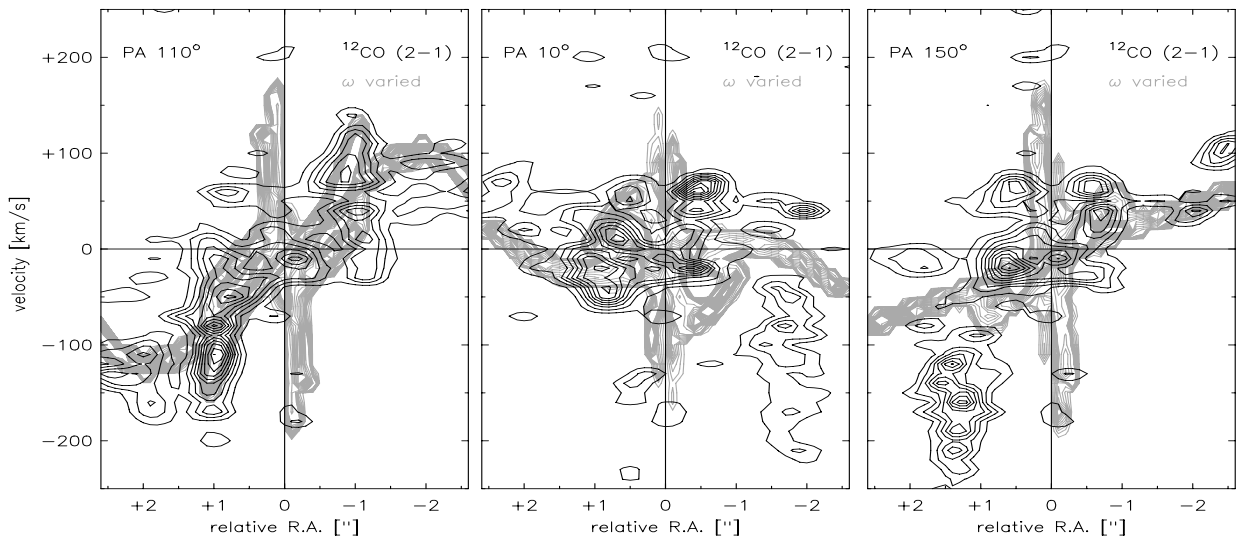


Abbildung G.7: pv-Diagramme für den Warp-Ansatz in NGC 1068. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde $\omega(r)$ bei einem Radius von $1.0''$ um 10° erhöht. Dies entspricht der unteren Grenze, die noch eine befriedigende Anpassung der pv-Diagramme erlaubt, jedoch schon größere Abweichungen in der Geometrie der Intensitätskarte erzeugt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

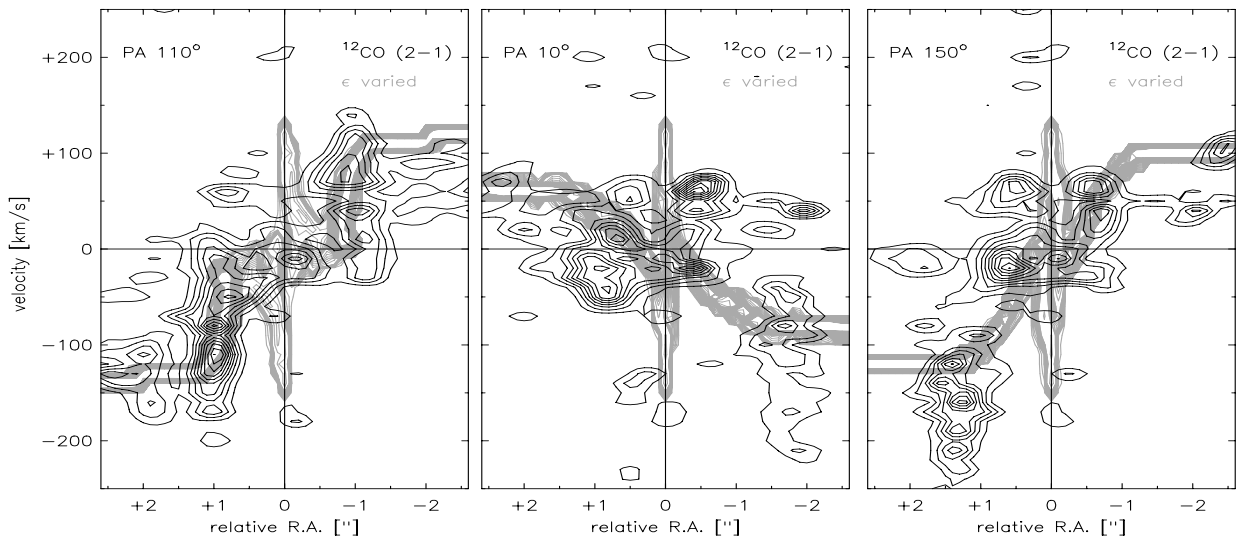


Abbildung G.8: pv-Diagramme für den Balkenansatz in NGC 1068. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde $\epsilon(r)$ bei einem Radius von $0.6''$ um 0.27 erniedrigt. Dies entspricht der unteren Grenze, die noch eine befriedigende Anpassung der pv-Diagramme erlaubt, jedoch schon größere Abweichungen in der Geometrie der Intensitätskarte erzeugt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

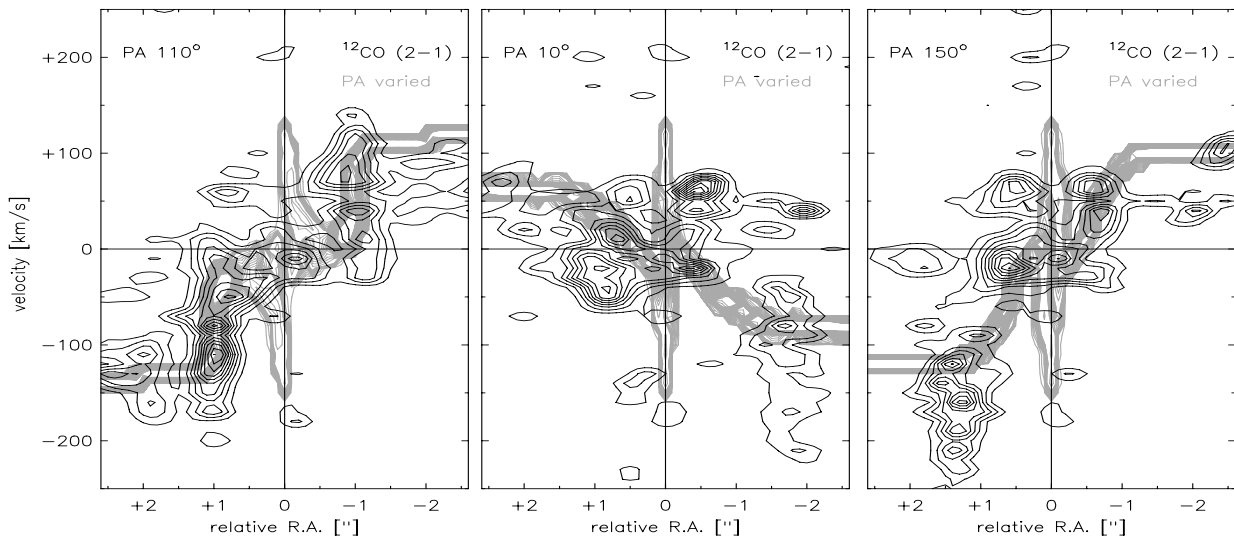


Abbildung G.9: pv-Diagramme für den Balkenansatz in NGC 1068. Im Vergleich zu der besten Anpassung wurde $PA(r)$ bei einem Radius von $0.6''$ um 10° erhöht. Dies entspricht der unteren Grenze die noch eine befriedigende Anpassung der pv-Diagramme erlaubt, jedoch schon größere Abweichungen in der Geometrie der Intensitätskarte erzeugt. Die Daten sind in schwarzen Konturen und das Modell in grauen Konturen dargestellt.

Danksagung

Die Arbeit entstand am Max-Planck-Institut für extraterrestrische Physik. An dieser Stelle möchte ich besonders Herrn Prof. Dr. R. Genzel danken, der mir die Arbeit am Institut ermöglicht hat. Er hat diese Arbeit mit regem Interesse begleitet sowie mich in intensiven und anregenden Diskussionen auf wichtige Aspekte und Problemstellungen aufmerksam gemacht.

Mein besonderer Dank gilt ebenso meinen beiden geduldigen Betreuern vor Ort Dr. L.J. Tacconi und Dr. A. Eckart für ihr großes und fortwährendes Interesse an dieser Arbeit.

Danken möchte ich insbesondere den Doktoren D. Downes, R. Neri, J. Wink, K.-F. Schuster und M. Bremer sowie allen weiteren Mitarbeitern von IRAM, die mich jedes Mal bereitwillig mit ihrer Hilfe bei der Reduktion der Plateau de Bure mm-Interferometer-Daten unterstützen sowie den Aufenthalt in Grenoble angenehm gestalteten. Ebenfalls danken möchte ich Dr. S. Guilloteau für die Möglichkeit, das IRAM Interferometer für einige Tage zu besuchen. Ein gleicher Dank geht an die Mitarbeiter von IRAM Granada für ihre Unterstützung meiner MRT-Beobachtungen.

Weiterhin möchte ich mich bedanken bei den Dr. J.M.R. Espinosa und R. Peletier, die mir ihre WHIRCAM-Daten von NGC 3227 zur Verfügung gestellt haben, sowie Dr. H. Schmitt für das Senden seines HST-[O III]-Bilds von NGC 3227.

Ein weiterer Dank geht an Dr. D. Downes, Dr. P.P. Englmaier, Dr. H. Wiese, Dr. L. Sparke und Dr. A. Quillen für ihre hilfreichen Anmerkungen zu den kinematischen Modellen für die mm-Daten.

Gedankt sei auch allen Mitglieder der Infrarot-Gruppe, die bei den 3D- und SHARP1-Beobachtungsläufen die Aufnahme der Daten von NGC 3227 ermöglichten und mich bei der Datenreduktion unterstützten.

Desweiteren sei auch Dr. L. Tacconi-Garman, Dr. N. Thatte und Dr. J.F. Gallimore für die stete Hilfeleistung bei den unvermeidlichen Softwareproblemen gedankt. Sowie N. Schreiber und H. W. Spoon für ihre Unterstützung bei der Anwendung des Programms zur Populationssynthese.

Ein weiterer Dank gilt den ungenannten Mitglieder der Infrarot-Gruppe für ihre Unterstützung und Hilfestellungen.

Gedankt sein auch all den Dozenten an der Ludwig-Maximilians-Universität, die über die Jahre meines Studiums mein Interesse an der Physik, Geophysik, Astronomie, ... ge-

weckt und gefördert haben.

Lebenslauf

Name: Eva Schinnerer

Geburtsdatum: 20. November 1970

Geburtsort: Frankfurt am Main

Familienstand: ledig

Staatsangehörigkeit: deutsch

Schulausbildung:	GRUNDSCHULE in Offenbach/Main	August 1977 bis Juli 1979
	GRUNDSCHULE in Feldkirchen bei München	September 1979 bis August 1981
	FRANZ-MARC-GYMNASIUM, Markt Schwaben	September 1981 bis Juni 1990
	Abschluß: Allgemeine Hochschulreife	

Studium:	LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT, München	November 1990 bis Januar 1996
	Studienfach: Geophysik	
	Diplomarbeit: "Sternentstehung in den Kernen von infrarot-leuchtkräftigen Galaxien"	
	durchgeführt am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik	
	Abschluß: Diplom	

Promotion:	LUDWIG-MAXIMILIANS-UNIVERSITÄT, München	seit März 1996
	Titel der Dissertation: "Die zirkumnukleare Dynamik und Sternentstehung in zwei repräsentativen Seyfert-Galaxien"	
	durchgeführt am Max-Planck-Institut für Extraterrestrische Physik	